

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS



RUI CARLOS DE CAMARGO VIEIRA

Professor contratado para reger a Cadeira de
Física Técnica da Escola de Engenharia de
São Carlos da Universidade de São Paulo.

Termodinâmica Técnica



Publicação n. 49

SÃO CARLOS
SERVIÇO DE PUBLICAÇÃO DA
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS

1961

Termodinâmica Técnica

Prefácio

Com êste volume a Cadeira de Física Técnica, Máquinas Térmicas e Máquinas de Fluxo da Escola de Engenharia de São Carlos da U.S.P. continua a série de publicações de caráter didático iniciado com o volume intitulado "Mecânica dos Fluidos", visando orientar os estudantes de Engenharia Mecânica no campo da Mecânica dos Fluidos e suas aplicações.

Ressalta-se novamente que estas publicações não têm como finalidade suprimir a consulta aos livros especializados, devendo tão somente servir como orientação geral para o estudante que inicia o estudo de um assunto novo e não tem facilidade de localizar convenientemente a bibliografia existente a respeito, às mais das vezes em línguas estrangeiras.

Apresenta-se também no final dêste volume uma bibliografia recomendada.

São Carlos, 1961

Rui Carlos de Camargo Vieira
Professor contratado para reger
a Cadeira de Física Técnica.

Todos os direitos sôbre êste livro são reservados de acôrdo com a Convenção Internacional e Panamericana. É proibida a transcrição total ou parcial sem prévia autorização escrita do autor.

Devidamente registrado no Depósito Legal da Biblioteca Nacional, Rio de Janeiro.

ÍNDICE

	pág.
1 - Introdução	1
2 - Recordação de conceitos básicos de Termodinâmica	
2.1 - Generalidades	4
2.2 - Gases perfeitos e reais	5
2.3 - Transformações limites	7
3 - Primeiro Princípio da Termodinâmica	
3.1 - Conceito de Energia Interna	
3.2 - Expressão diferencial do Primeiro Princípio aplicado a transformações dos sistemas fechados estacionários	18
3.3 - Aplicações	
3.3.1 - Calores específicos	21
3.3.2 - Transformações adiabáticas	25
3.3.3 - Transformações politrópicas	28
3.3.4 - Estática da Atmosfera	31
4 - Aplicação do Primeiro Princípio da Termodinâmica aos escoamentos	
4.1 - Teorema de St. Vénant	39
4.2 - Expressão do Primeiro Princípio aplicado aos sistemas abertos	42
4.3 - Conceito de Entalpia	45
4.4 - Velocidade acústica	47
4.5 - Critério de compressibilidade	52
5 - Segundo Princípio da Termodinâmica	
5.1 - Generalidades	55
5.2 - Expressões dos enunciados do Segundo Princípio	
5.2.1 - Ciclos monotérmicos	57
5.2.2 - Ciclos ditérmicos	58
5.3 - Conceito de Entropia	65
5.4 - Transformações adiabáticas e isoentrópicas	67
6 - Transformações de estado dos sistemas fechados estacionários.	
6.1 - Estudo analítico	
6.1.1 - Gases perfeitos	69
6.1.2 - Vapores saturados	71

	pág.
6.1.3 - Vapores superaquecidos	75
6.2 - Estudo gráfico	
6.2.1 - Construção dos diagramas entrópicos	78
6.2.2 - Utilização dos diagramas entrópicos	79

TERMODINÂMICA TÉCNICA

1 - INTRODUÇÃO

Após o estudo da Mecânica dos Fluidos Incompressíveis, torna-se imprescindível o estudo da Mecânica dos Fluidos Compressíveis, especialmente devido às diferenças existentes entre os seus comportamentos, o que poderia facilmente conduzir a conclusões erradas se simplesmente se adaptassem aos fluidos compressíveis os resultados obtidos anteriormente para os fluidos incompressíveis.

O estudo dos fluidos compressíveis é necessário realizar-se à luz da Termodinâmica por não se poder desprezar o efeito que as variações de temperatura e as trocas de calor exercem sobre as suas propriedades.

Particularmente interessa também no estudo dos fluidos compressíveis o intercâmbio de energias existente quando se submetem os fluidos a aquecimento ou resfriamento.

De fato, fundamentalmente o aproveitamento da energia térmica se faz mediante sua transformação em energia mecânica, utilizando o chamado *princípio da dilatação térmica*, isto é, o fenômeno do aumento de volume que sofrem quase todos os corpos quando aquecidos, e do desenvolvimento de forças atuando sobre os corpos quando se restringe aquela dilatação.

Exemplificando com um corpo sólido, uma barra de aço aumenta de comprimento quando aquecida e diminui quando resfriada. Esta dilatação pode processar-se contra forças muito elevadas, desde que se faça conveniente oposição ao movimento resultante da dilatação (fig. 1.1), podendo dessa maneira transformar-se em trabalho mecânico uma parcela da energia térmica introduzida na barra.

O mesmo fenômeno se passa com os fluidos, e especialmente com os gases, que são os corpos mais apropriados para a transformação da energia térmica em trabalho mecânico.

Três idéias fundamentais existem para a obtenção de

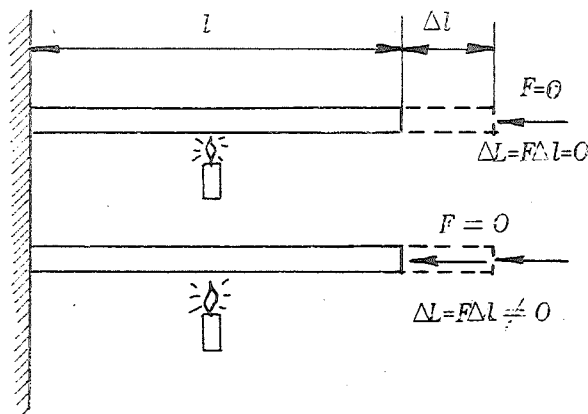


Fig. 1.1

trabalho mecânico a partir do fornecimento de energia térmica a fluidos compressíveis. Expõem-se a seguir essas idéias, com a finalidade de dar desde o início do curso uma visão geral sôbre a importância dos diversos ítems que serão estudados posteriormente.

A primeira idéia fundamental consiste no aquecimento de fluido em um recipiente fechado, de tal maneira que a dilatação obrigue o deslocamento de uma parte móvel do recipiente, executando trabalho mecânico contra a ação de forças externas (fig. 1.2). Tem-se assim o princípio de funcionamento das máquinas alternativas em geral, e dos motores de combustão interna a pistão, em particular.

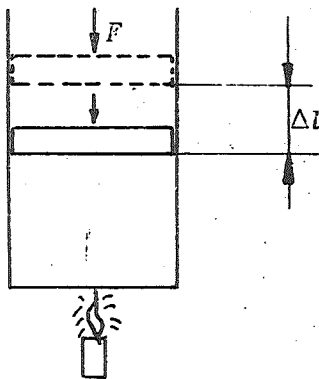


Fig. 1.2

A segunda idéia fundamental consiste no aquecimento do fluido em um recipiente aberto, de tal maneira que a dilatação obrigue o escoamento de uma parte do fluido para fora do recipiente, fazendo-se então a transforma-

ção da energia cinética do fluido em energia mecânica (fig. 1.3). Tem-se assim o princípio de funcionamento das máquinas de fluxo em geral, e das turbinas em particular.

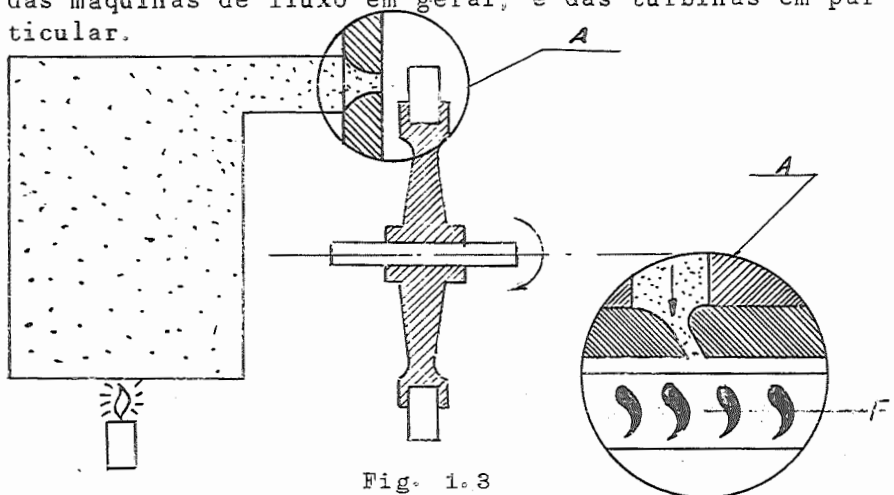


Fig. 1.3

A terceira idéia fundamental consiste no aquecimento do fluido em recipiente aberto, fazendo-se porém a utilização da força de reação do fluido para a execução de trabalho mecânico (fig. 1.4). Tem-se assim o princípio de funcionamento dos motores a reação em geral, e dos foguetes em particular.

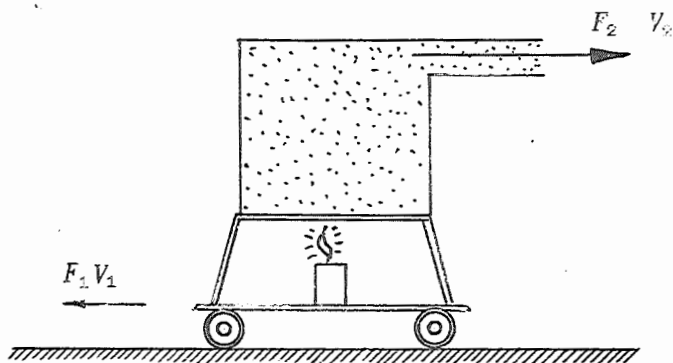


Fig. 1.4

Resulta, portanto, que para a utilização da energia térmica sob a forma de energia mecânica por um qualquer dos três meios expostos, ou por suas eventuais combinações, é de primordial importância o conhecimento das propriedades e do comportamento dos fluidos compressíveis em escoamento.

Estudam-se na Termodinâmica dos Escoamentos essas propriedades particulares, bem como os princípios gerais que regem o comportamento dos fluidos compressíveis.

Adotando-se, na falta de outra mais adequada, a expressão *Termofluidodinâmica* talvez se consiga exprimir com mais precisão o verdadeiro objetivo que se tem em vista nesta segunda parte do Curso de Mecânica dos Fluidos.

2 - RECORDAÇÃO DE CONCEITOS BÁSICOS DE TERMODINÂMICA

2.1 - GENERALIDADES

Recordam-se inicialmente algumas noções já conhecidas de Termodinâmica, com a finalidade de introduzir a nomenclatura a ser utilizada.

Assim, define-se *sistema termodinâmico* como a região do espaço ocupada por um conjunto de corpos considerados isoladamente como objeto do estudo que se tem em vista. Supõe-se que os sistemas termodinâmicos obedeçam à hipótese do contínuo formulada na Mecânica dos Fluidos, a menos que seja feita especial menção em contrário.

Todo o universo diminuído do sistema que se considera constitui o *meio* ou o *ambiente*.

Sistemas fechados são os constituídos sempre pela mesma massa, enquanto que *sistemas abertos* são constituídos por massas de fluido em constante renovação, como se dá por exemplo nos escoamentos.

As propriedades termodinâmicas tôdas de um sistema são definidas através das chamadas *variáveis de estado* que são grandezas interdependentes, funções de ponto e do tempo. Um sistema homogêneo caracteriza-se pelas variáveis pressão p , densidade ou volume específico $v = \frac{1}{\rho g}$ e temperatura T . Um sistema heterogêneo exige ainda, para ser caracterizado, o conhecimento do título x dos seus componentes.

A dependência existente entre as variáveis de estado é dada através da chamada *equação de estado*, que para os sistemas homogêneos assume a forma $f(p, \rho, T) = 0$, e para os heterogêneos a forma $f(p, \rho, T, x) = 0$.

A equação de estado corresponde à equação de uma superfície no sistema de eixos coordenados que representem as variáveis de estado. Tal superfície, chamada de *superfície de estado*, é facilmente visualizada para um fluido compressível qualquer através de seccionamentos sucessivos por planos perpendiculares ao eixo das temperaturas, conforme mostrado na figura 2.1 onde também se representam as diversas regiões em que fica dividida a superfície de estado pela isoterma crítica T_c e pela curva de Andrews.

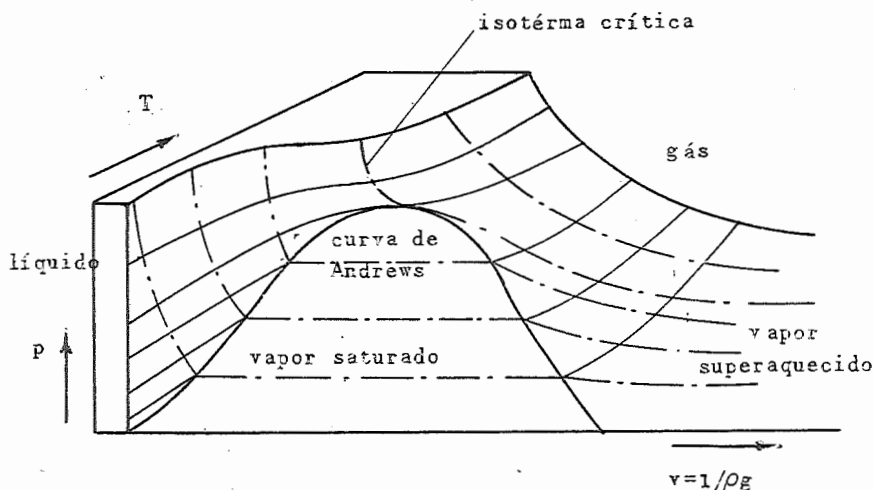


Fig. 2.1

É de interesse observar que, dado um par de valores qualquer dentre as variáveis de estado que definem um sistema homogêneo, resulta definida a terceira variável e portanto o estado do sistema. O conhecimento da equação de estado permitirá então a determinação do valor dessa terceira variável.

2.2 - GASES PERFEITOS E REAIS

Devido à grande complexidade da função f que realmente relaciona as variáveis de estado entre si, intro-

duz-se o conceito de gás perfeito, ou gás ideal, para simplificar o estudo teórico do comportamento dos fluidos gasosos.

A partir de grande número de experiências realizadas por inúmeros pesquisadores observou-se que, especialmente quando as temperaturas são elevadas e as pressões são baixas, a equação de estado que define o comportamento de um sistema gasoso homogêneo pode ser representada com boa precisão pela chamada *lei dos gases perfeitos* ou equação de Clapeyron:

$$\frac{p}{\rho g} = RT \quad \text{ou} \quad pv = RT$$

onde R é a constante particular que depende somente da natureza do fluido gasoso. Define-se então *gás perfeito* como sendo aquele que obedece a lei dos gases perfeitos dentro de uma precisão previamente estabelecida.

Observa-se que a constante particular R própria de cada fluido gasoso que possa ser considerado como gás perfeito relaciona-se com a chamada constante universal G dos gases perfeitos, através da expressão:

$$R = \frac{G}{mol}$$

onde G assume no sistema técnico o valor $847,9 \text{ Kgf} \cdot \text{m}^2/\text{K}$, e mol representa o peso molecular em Kgf do fluido gasoso considerado.

A título de ilustração, para o ar seco a zero graus Celsius e à pressão atmosférica o erro que se comete na determinação do volume específico através da lei dos gases perfeitos é da ordem de 0,1%; à mesma temperatura anterior e à pressão de 2 atm o erro é da ordem de 1,0%. Para gases de temperaturas críticas maiores do que a do ar, de uma maneira geral os erros cometidos serão maiores.

A medida em que a temperatura diminui aproximando-se da temperatura crítica, os fluidos gasosos vão apresentando comportamento que mais emãisseseñafasta do estabelecido pela equação de Clapeyron, tornando-se então necessário introduzir novas equações de estado que permitam uma descrição mais correta do comportamento do

fluido nessas regiões. Tais equações são as chamadas *equações de estado dos gases reais*, das quais um grande número tem sido proposto.

Com o objetivo de utilizar para os gases reais uma expressão semelhante à dos gases perfeitos, introduziu-se o conceito de fator de compressibilidade Z , de maneira que a equação de estado

$$pv = ZRT$$

pode ser usada vantajosamente mediante o conhecimento de Z obtido experimentalmente para cada gás em função de sua pressão e temperatura. Dentre as inúmeras equações propostas para os gases reais, apresenta esta maior facilidade para os cálculos, motivo pelo qual tem sido preferida. O valor de Z é obtido através de gráficos em função da pressão reduzida p_r e da temperatura reduzida T_r , que são dadas respectivamente por

$$p_r = \frac{p}{p_c} \quad \text{e} \quad T_r = \frac{T}{T_c}$$

onde p_c e T_c referem-se às condições críticas do fluido. (fig. 2.2).

Dentre as tabelas mais comumente usadas nas aplicações cita-se a de Keenan e Kaye, onde se encontram os valores das funções termodinâmicas correspondentes a fluidos diversos, utilizando igualmente os conceitos de pressão e volume específico reduzidos.

Finalizando êste ítem cumpre observar que a denominação de *gás ideal* dada também ao gás perfeito leva em conta tão somente o seu comportamento relativo à lei ideal $pv = RT$, independentemente da existência ou não da viscosidade e seus efeitos. Para evitar possibilidade de confusão a êsse respeito aplicar-se-á sempre a denominação de gás perfeito e não de gás ideal ao gás que obedeça à lei dos gases perfeitos.

2.3 - TRANSFORMAÇÕES LÍMITES

Como resultado das ações mútuas entre o sistema e o meio podem as variáveis de estado assumir uma série

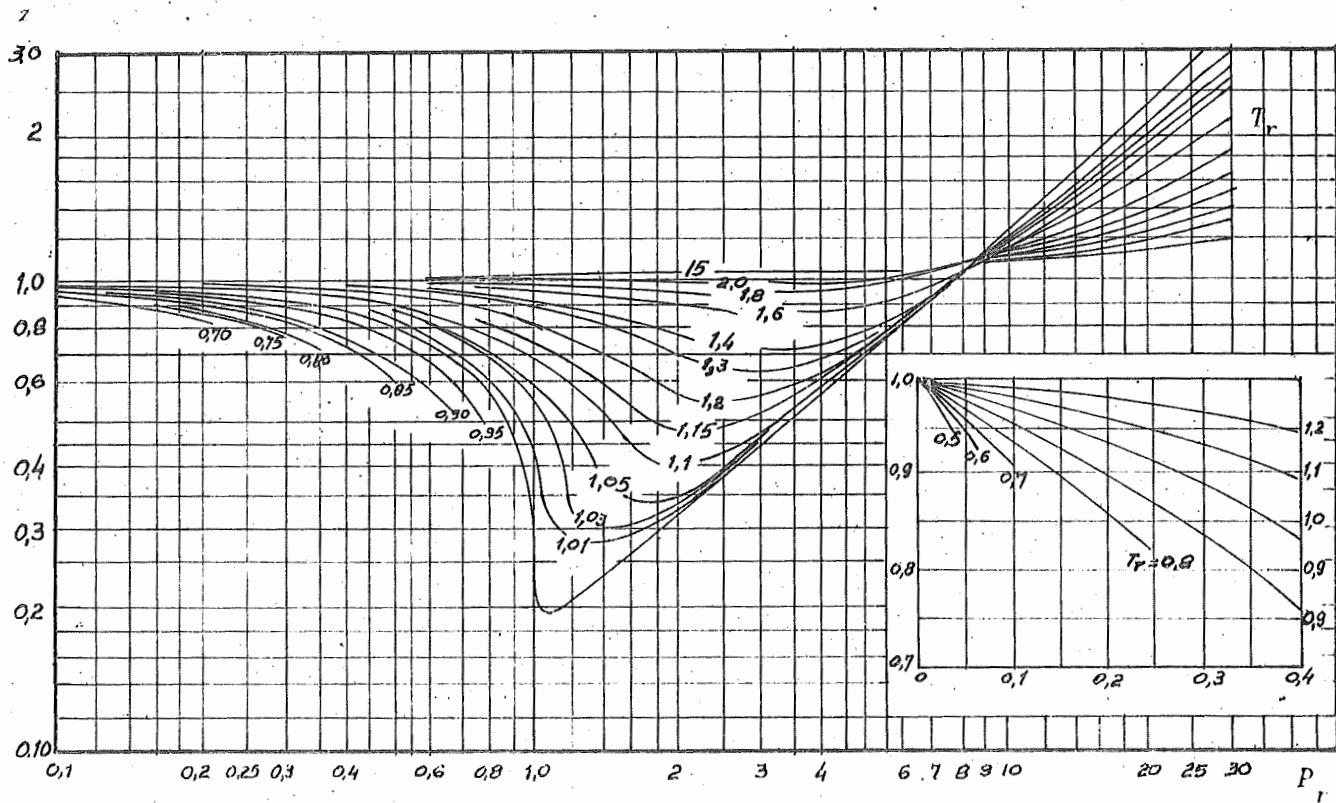


Fig. 2.2

de valores compatíveis, partindo de um estado inicial (1) e atingindo um estado final (2) bem determinado. Ter-se-á então uma transformação de estado $1 \rightarrow 2$ sofrida pelo sistema.

As transformações de estado a que são submetidos os sistemas que se estudam serão sempre supostas como realizadas através de uma sucessão de estados de equilíbrio entre os sistemas e o meio. Tais transformações recebem o nome de *transformações limites* e evidentemente não correspondem fielmente à realidade, mas são uma extrapolação das transformações reais, necessária para permitir o emprego dos métodos do Cálculo na sua análise.

De fato, nas transformações de estado reais que sofre um sistema não é possível falar-se em valores bem definidos para as suas variáveis de estado devido aos sucessivos rompimentos de estados de equilíbrio que ocasionam situações de verdadeiro caos dentro do sistema. Somente a substituição dessa série de estados de desequilíbrio por uma sucessão de estados de equilíbrio é que poderá proporcionar meios adequados para se proceder à análise das próprias transformações de estado, dentro da chamada "Termodinâmica Clássica", a que nos limitamos no presente estudo.

Exemplificando com o caso simples de um cilindro e de um pistão sobre o qual se colocam pêsos a intervalos sucessivos (fig. 2.3) observa-se que após colocar-se o

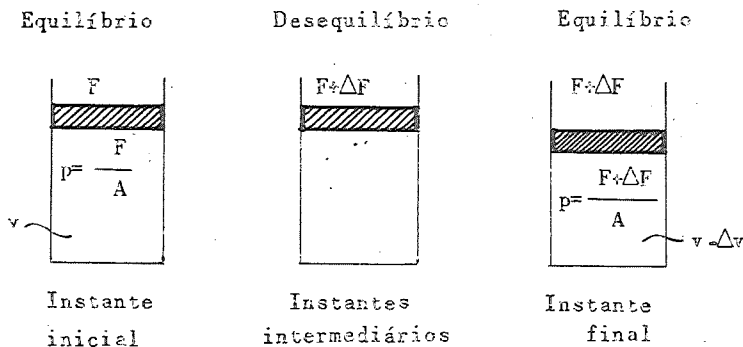


Fig. 2.3

pêso ΔF , imediatamente a pressão exercida pelo pistão sobre o sistema passa a ser $\frac{F + \Delta F}{A}$ enquanto que a pressão interna do fluido continua a ser a mesma anterior. Nos instantes seguintes dá-se um aumento gradual da pressão interna do fluido à medida que diminui o seu volume. Durante essa fase o equilíbrio entre o sistema e o meio, entretanto, não se pode ainda falar em pressão do sistema devido a tal rompimento ter ocasionado um aumento inicial de pressão somente nas proximidades da face do pistão. Somente após alguns instantes depois de restabelecido completamente o estado de equilíbrio é que será possível novamente falar-se em pressão do sistema, devido a ter sido então eliminada a situação caótica causada pelo desequilíbrio inicial.

Pelo acréscimo sucessivo de pesos ΔF repetir-se-á sucessivamente essa mesma série de estados de equilíbrio e desequilíbrio podendo-se representar num diagrama de eixos coordenados "pressão-volume do cilindro" a transformação de estado resultante, de uma maneira esquemática (fig. 2.4).

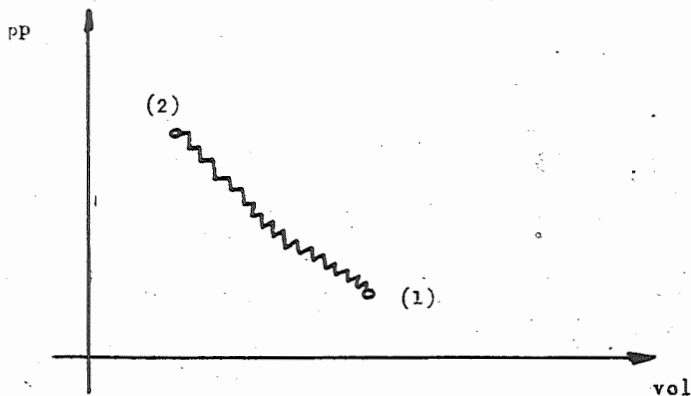


Fig. 2.4

ERRATA

página	linha	
17	20a.	- "química e intra-atômica"
18	-	inserir entre as linhas 28a. e 29a. - "com a hipótese de ausência de dissipações"
20	- 5a.	- "Ressalta-se ainda, que após"
	- 7a.	- "trabalho,"
	- 23a.	- "da área do ciclo das transformações,"
25	- 20a.	- "calor específico c_v "
	- 22a.	- "calor específico c_p "
27	- 3a.	- "argônio, neônio, hélio, etc."
	- 6a.	- " $k = 1,28 \sim 1,30$ "
28	- última	- "bastante sucintamente"
33	- 2a.	- "(eq.3.7)"
	- última	- "(eq.3.8)"
34	- 16a.	- $\rho_1^{1/(1-\lambda R)}$ e $\rho_2^{1/(1-\lambda R)}$ "(eq.3.9)"
35	- 10a.	- "(eq.3.10)"
	- 18a.	- "(eq.3.11)"
36	- 18a.	- "entre p e ρ "
38	- 14a.	- "H"
	- 16a.	- "H"
	- 19a.	- "H"
	- 21a.	- "H"
39	- 6a. e 7a.	- "obedecendo pois a variação das pressões à lei hidrostática"
40	- 1a.	- $1/2 (V_1^2 - V_2^2)$
49	- fig.4.4	- trocar de posição "velocidade" e "pressão"

- página - linha
- 52 - fig. 4.5 - em (2) escrever "ponto de estagnação"
- 54 - 21a. - "do som"
- 60 - 12a. - " $\eta \geq \eta'$ "
- 61 - fig.5.3 - no sistema S_2 em vez de L_1' escrever L'
 - no sistema S_3 inverter a seta correspondente a L'
- 65 - fig.5.5 - no sistema S_2 escrever L sobre a seta
- 66 - fig.5.7 - nos eixos cartesianos escrever p e v
 última - $\int_1^2 dQ/T$
- 68 - 17a. - "irreversíveis, o que constitui também outro possível enunciado do Segundo Princípio da Termodinâmica"
- 73 - 16a. - "pois nem todos os autores"
- 75 - 1a. - "quantidade de"
- 81 - 20a. - "figuras 6.6 e 6.7".

Generalizando o exemplo apresentado, mediante a consideração de um sistema qualquer que sofre uma transformação de estado, pode então dizer-se que a transformação limite é a transformação para a qual tende a transformação real quando os acréscimos dados às variáveis de estado tendem a zero e são realizados em intervalos de tempo que tendem ao infinito.

Torna-se claro então que o conceito de transformação limite é uma extrapolação do conceito de transformação real, da qual tanto mais se aproximam as transformações reais quanto mais lenta e gradualmente se realizam. No mesmo diagrama da figura 2.4 poder-se-á esquematizar a transformação limite correspondente à transformação real do estado (1) ao estado (2) (Fig. 2.5).

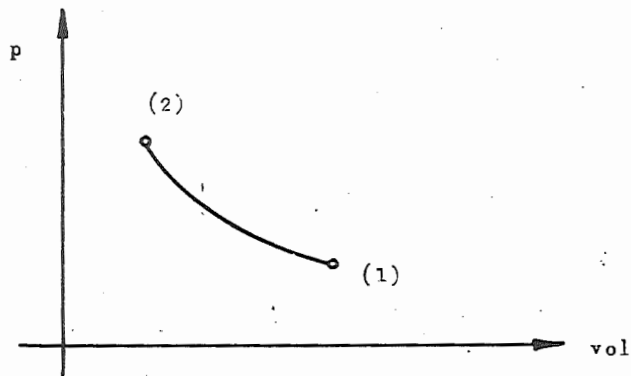


Fig. 2.5

Observa-se ainda que para velocidades dos pistões até da ordem de 50 m/s as perturbações causadas pelos estados de desequilíbrio não são mensuráveis, permitindo assim que mesmo as transformações realizadas dentro dos cilindros de um motor de combustão interna sejam assimiladas a transformações limites.

3 - PRIMEIRO PRINCÍPIO DA TERMODINÂMICA

3.1 - CONCEITO DE ENERGIA INTERNA

As transformações de estado que sofre um sistema

devem-se às ações externas do meio que se fazem sentir sobre ele. Tais ações externas podem ser classificadas essencialmente como sendo de origem:

- a) *Mecânica* - um trabalho L executado sobre o sistema por forças externas.
- b) *Térmica* - uma quantidade de calor Q introduzida ou retirada do sistema.
- c) *Eletromagnética* - um fluxo de energia eletromagnética P .

A energia térmica introduzida ou retirada do sistema sob forma de "quantidade de calor" pode corresponder a uma transmissão de calor por radiação, condução e convecção, processos esses que serão estudados no Curso de "Transmissão do Calor".

Chamando-se de E a energia do sistema e considerando-se o seu estado inicial (1) e o seu estado final (2) atingido após uma transformação de estado (1) \rightarrow (2), verifica-se experimentalmente, independentemente da série de estados intermediários assumidos pelo sistema, que

$$E_2 - E_1 = L + P + Q.$$

Tal expressão constitui a formulação do chamado *Primeiro Princípio da Termodinâmica*, que nada mais é do que o conhecido Princípio da Conservação da Energia, cuja veracidade tem sido comprovada por inúmeros pesquisadores e experimentadores desde que foi enunciado por Mayer em 1842.

Observa-se que, da maneira pela qual foi escrita a expressão do Primeiro Princípio, as energias tôdas correspondentes às ações externas sobre o sistema são consideradas como positivas quando introduzidas no sistema e negativas quando retiradas do sistema. Tal convenção de sinais é bastante conveniente quando se trata da análise do intercâmbio de energias entre o sistema e o meio.

Entretanto, tratando-se de problemas em que há interesse de obter-se a energia sob forma de trabalho que o sistema pode fornecer ao meio, como é o caso comum dos motores térmicos, a convenção mencionada apresenta o inconveniente de ser sempre negativo aquele trabalho.

Para contornar esse inconveniente, e fazer com que todo o trabalho utilizável fornecido pelas máquinas térmicas seja positivo, é usual adotar-se para o trabalho, convenção de sinais oposta, mantendo-se a mesma convenção anterior para a quantidade de calor e para o fluxo de energia eletromagnética.

No desenvolvimento da teoria manter-se-á a primeira convenção de sinais. Nas aplicações práticas, projetos e exercícios adotar-se-á a segunda convenção, escrevendo-se então o Primeiro Princípio sob a seguinte forma:

$$E_2 - E_1 = -L + P + Q$$

É necessário observar também que, se não fôsse justificada a expressão do Primeiro Princípio, tornar-se-ia possível a construção de uma máquina que realizasse o moto-contínuo chamado de "primeira espécie", isto é, uma máquina que criasse energia a partir do nada. De fato, se em duas transformações distintas (1) → (2) correspondentes aos mesmos estados inicial e final se tivesse respectivamente:

$$\Delta E = E_2 - E_1$$

e

$$\Delta E' = E'_2 - E_1 \neq \Delta E$$

obrigando-se o sistema a se transformar de (1) a (2) mediante uma das transformações e de (2) a (1) mediante a outra, repetindo-se continuamente essas transformações seria possível retirar-se continuamente do nada a energia $\Delta E - \Delta E'$ para qualquer aplicação industrial.

Até hoje, entretanto não se conseguiu construir uma máquina desse tipo, que seria o chamado "moto-contínuo de primeira espécie", razão pela qual outro enunciado do Primeiro Princípio conveniente ao engenheiro mecânico consiste na afirmação de ser impossível a existência do moto-contínuo de primeira espécie. A equivalência entre ambos os enunciados é visível através do que se disse no parágrafo anterior.

Como aplicação do Primeiro Princípio introduz-se

ainda o conceito de *equivalente mecânico do calor*. De fato, considerando-se uma série de transformações de estado entre os mesmos dois estados quaisquer (1) e (2) de um sistema qualquer, resulta que quando a ação do meio sobre o sistema é exclusivamente de natureza térmica tem-se:

$$E_2 - E_1 = Q$$

com Q medido em unidades térmicas. Quando essa ação é exclusivamente mecânica tem-se, por outro lado

$$E_2 - E_1 = L$$

com L medido em unidades mecânicas. Tem sido verificado experimentalmente por grande número de pesquisadores, através dos mais variados métodos imagináveis, que

a relação $\frac{L}{Q} = A$ é constante, o que constitui também ou-

tra grande evidência da veracidade do Primeiro Princípio da Termodinâmica. Essa constante A recebe o nome de *equivalente mecânico do calor* e é utilizada para a conversão das unidades de calor em unidades de trabalho mecânico. No sistema técnico tem-se $A = 427 \text{ Kgf.m/Cal}$.

No estudo efetuado neste curso considerar-se-á sempre a quantidade de calor Q medidas em unidades mecânicas; exceto quando houver indicação expressa em contrário.

Como é o caso comum da Mecânica dos Fluidos, não se considera em geral na expressão do Primeiro Princípio a parcela correspondente às ações eletromagnéticas do meio sobre o sistema, resultando então a expressão:

$$E_2 - E_1 = L + Q$$

Relembrando que energia, de uma maneira geral, define-se como a capacidade de produzir transformações em um sistema, resulta ser de interesse, nesta altura, fazer um apanhado das diversas modalidades de energia usualmente envolvidas na Mecânica dos Fluidos, inerentes aos sistemas termodinâmicos.

Exemplificando, um sistema possui energia potencial E_p , ou energia de posição, quando se encontrar acima do mais baixo nível da superfície da Terra, pois então sempre será possível sofrer uma transformação como resultado da ação das forças gravitacionais sobre si mesmo, a saber, a mudança de sua posição para um nível mais baixo.

Um sistema possui energia cinética E_c quando estiver em movimento, pois então também poderá sofrer transformações em resultado de variações na sua velocidade, como por exemplo alterações em seu nível, deformações, etc.

Ambas as formas de energia, E_p e E_c , são independentes de eventuais variações nas variáveis de estado do sistema, ou também na sua composição química.

Dependem somente da massa do sistema, de sua velocidade e de sua posição no espaço.

A partir do Primeiro Princípio pode evidenciar-se ainda a existência de outra forma de energia, de importância bastante grande, a chamada energia interna E_u .

Deve ser ressaltado que não só E_u é "interna" ao sistema, como também E_c e E_p . Entretanto, devido ao fato de E_u depender diretamente da composição química do sistema, bem como do seu estado, através das variáveis de estado, recebe particularmente a denominação de energia interna do sistema.

Resumindo, a energia E do sistema (poder-se-ia dizer, em sentido lato, a energia E interna ao sistema) compõe-se das parcelas E_c , E_p e E_u de tal modo que

$$E = E_c + E_p + E_u$$

Nos sistemas estacionários tem-se $E_c = 0$, e escolhendo-se o seu próprio nível como referência para o cômputo das energias potenciais, resulta

$$E = E_u$$

A energia interna E_u , desta maneira, é a energia armazenada no sistema em virtude de sua própria composição química e das ações de natureza térmica e mecâ-

nica exercidas sobre êle pelo meio. Essa energia pode ser considerada por sua vez como composta de três parcelas:

$$E_u = E_{u_1} + E_{u_2} + E_{u_3}$$

A primeira parcela corresponde à energia intra-atômica contida no sistema, que pode ser liberada por ocasião das reações nucleares, e não tem interêsse particular no decorrer do presente curso. A segunda parcela corresponde à energia química contida no sistema, que se manifesta nas reações químicas exotérmicas ou endotérmicas, e tem interêsse no caso em que os sistemas são constituídos por misturas de substâncias, como por exemplo nos motores de combustão interna. Finalmente, a terceira parcela corresponde à energia molecular contida no sistema sob a forma de energia cinética de translação, rotação e vibração das suas moléculas.

Considerando-se os sistemas como constituídos por substâncias puras, e não se levando em conta a energia E_{u_1} resulta então que $E_u \approx E_{u_3}$. Escreve-se nesse caso, por simplicidade de notação, $E_u = E_{u_3} = U$ e observa-se que a energia interna sob forma molecular U é a energia armazenada no sistema como resultado das ações de natureza térmica e mecânica exercidas sobre êle pelo meio.

Na Teoria Cinética molecular demonstra-se que a energia interna U de um sistema é diretamente proporcional à sua temperatura T . Quanto maior T maior será a energia cinética de translação, rotação e vibração das moléculas do sistema, e portanto também maior será U , podendo dizer-se que a temperatura do sistema é a medida de sua energia interna, U .

Exemplificando o que foi dito considere-se uma mistura de ar e combustível prèviamente comprimida dentro do cilindro de um motor de combustão interna, de tal modo que efetuando-se a sua expansão, resulte uma transformação correspondente sòmente ao levantamento de um pêso mg a uma altura Δz (por simplicidade supõem-se as paredes do cilindro impermeáveis à passagem do calor e a ação mútua entre o meio e o sistema sòmente de natureza mecânica). Estudando o comportamento do sistema

indicado na figura 3.1, verifica-se que, embora o exame da mistura antes e depois da expansão não indique alteração alguma em sua composição química, houve uma alteração nas variáveis de estado do sistema, correspondendo à variação da sua energia interna sob a forma molecular, equivalente ao trabalho $mg\Delta z$ realizado pelas forças externas, de acordo com o Primeiro Princípio.

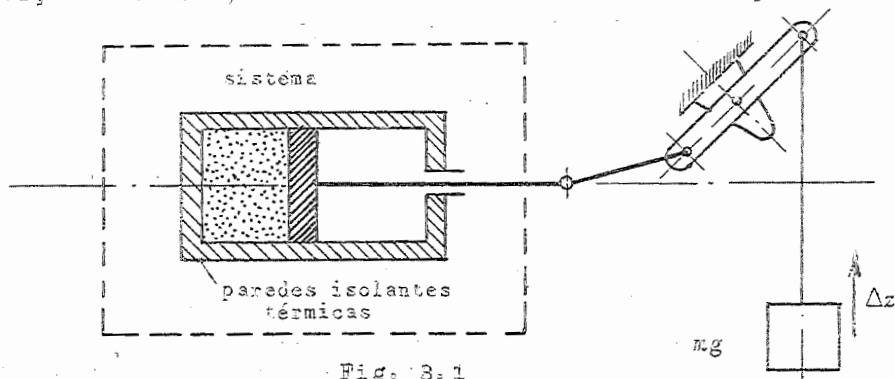


Fig. 3.1

No caso de ser iniciada a mistura, medir-se-ia um deslocamento $\Delta z'$ e portanto um trabalho $mg\Delta z'$ muito maiores, e verificar-se-ia ainda a alteração na composição química do sistema - a variação na energia interna do sistema dar-se-ia então sob as formas molecular e química, e seria equivalente ainda ao trabalho das forças externas, de acordo com o Primeiro Princípio.

Se houvesse possibilidade de ser efetuada uma reação nuclear dentro do sistema considerado, com a liberação de energia, medir-se-ia um deslocamento $\Delta z''$ e portanto um trabalho $mg\Delta z''$ muito maiores ainda que os anteriores, verificando-se alteração na composição química intra-atômica do sistema - a variação na energia interna do sistema dar-se-ia sob as formas molecular, química e intra-atômica, e seria equivalente ainda ao trabalho das forças externas, de acordo com o Primeiro Princípio.

Deve observar-se, ainda, que a energia interna U não pode ser medida em valor absoluto, sendo possível somente a medida de suas diferenças.

Considerando-se então os sistemas fechados constituídos por substâncias puras, sujeitos somente a trans-

formações limites em que não haja variação das energias cinética e potencial durante a sua transformação entre os seus estados inicial e final (sistemas estacionários), pode dizer-se que as energias E_1 e E_2 armazenadas nos sistemas são somente energias internas ao sistema, dependentes de sua composição e do seu estado. Logo, para um dado sistema estacionário de composição química invariável ter-se-á a energia interna U como função de ponto, admitindo diferencial exata dU em consequência do Primeiro Princípio da Termodinâmica, pois então $E_2 - E_1 = U_2 - U_1$ não dependerá da transformação seguida do estado (1) para o estado (2).

A não ser que seja feita observação explícita em contrário, entender-se-ão sempre os sistemas estudados a seguir como sendo estacionários.

3.2 - EXPRESSÃO DIFERENCIAL DO PRIMEIRO PRINCÍPIO APLICADO A TRANSFORMAÇÕES DOS SISTEMAS FECHADOS ESTACIONÁRIOS

A expressão diferencial do Primeiro Princípio de aplicação às transformações dos sistemas fechados estacionários, pelo que foi visto no ítem anterior se reduz então a

$$dU = dL + dQ$$

Tomando-se assim um sistema fechado qualquer e considerando-se uma transformação limite que êle sofra entre dois estados (1) e (2) pode estabelecer-se que a ação mecânica do meio sobre o sistema resume-se no trabalho dL das fôrças externas que atuam sobre êle, e que pode ser escrito sob forma diferencial como sendo

$$dL = -p \, dvol$$

onde $dvol$ é o acréscimo elementar de volume que sofreu o sistema sob a ação das pressões externas p . Resulta portanto a expressão diferencial do Primeiro Princípio, de aplicação restrita às transformações dos sistemas fechados

$$dQ = dU + p \, dvol$$

Observa-se imediatamente que dL não é diferencial exata, o que implica no conhecimento da transformação particular pela qual passa o sistema para poder efetuar-se a sua integração.

Bastante útil para visualizar-se êsse fato é a representação gráfica da transformação de estado limite entre os estados inicial (1) e final (2) num diagrama cartesiano de eixos coordenados p e vol (Fig. 3.2).

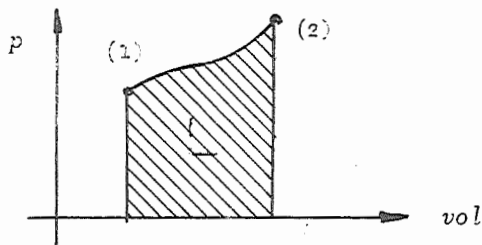


Fig. 3.2

Tem-se na transformação (1) \rightarrow (2) o trabalho realizado pelas forças externas

$$L = - \int_1^2 p \, dvol$$

representado pela área compreendida abaixo da curva (1) \rightarrow (2) visualizando-se então que de fato L depende dos estados intermediários entre (1) e (2) e portanto dL não é diferencial exata.

Lógicamente, como consequência imediata do Primeiro Princípio da Termodinâmica resulta que também dQ não é diferencial exata, e portanto para determinar-se

$$Q = \int_1^2 dQ$$

é necessário conhecer-se a série de estados intermediários pelos quais passa o sistema na sua transformação de estado de (1) e (2).

Observando-se que dU é diferencial exata segue-se que numa transformação em que o estado final coincida com o estado inicial - chamada de transformação cíclica ou ciclo - ter-se-á $U_2 = U_1$ e portanto $L = - Q$

Vê-se portanto que é possível construir-se uma máquina que permita ações recíprocas do meio sobre o sis-

tema de tal modo que a introdução de uma quantidade de calor no sistema ao percorrer êle uma transformação cíclica resulte na execução de um trabalho mecânico do sistema sôbre o meio, suscetível de ser utilizado para qualquer finalidade útil. Ressalta-se ainda que após receber aquela quantidade de calor e executar aquêle trabalho volta o sistema às mesmas condições iniciais, podendo novamente percorrer o mesmo ciclo de transformações um número qualquer de vêzes.

O princípio de funcionamento das máquinas térmicas em geral baseia-se exatamente no que foi exposto acima, como será exemplificado no decorrer dos ítems posteriores do curso.

Antes de se prosseguir na exposição da matéria é de todo o interêsse que se observe a importância prática da expressão do trabalho realizado pelas fôrças externas ao sistema

$$L = - \int_1^2 p dvol$$

De fato, nas máquinas térmicas alternativas em geral, em que o fluido compressível que constitui o sistema em transformação pode ser considerado como percorrendo um ciclo, mede-se o trabalho L através da medida da área do ciclo das transformações obtida por meio do dispositivo conhecido como "aparêlho indicador". (Fig. 3.3). Esta área, mediante convenientes transformações de escala, permite a obtenção do trabalho executado pelas fôrças externas e indicado pela aparêlho indicador, que constitui um meio eficiente e rápido para determinar o rendimento da máquina, bem como para localizar falhas e defeitos no seu funcionamento.

É de interêsse ainda ressaltar-se que o trabalho elementar $dL = - p dvol$ corresponde sômente ao trabalho proveniente do deslocamento das fronteiras do sistema. Em particular é êste o trabalho que pode ser utilizado no eixo de um motor térmico. É possível, entretanto, introduzir-se em um sistema trabalho que não corresponda a deslocamentos de sua fronteira, e que não pode portanto ser obtido através da expressão $dL = - p dvol$. É o que se passa quando sôbre a fronteira do sistema a-

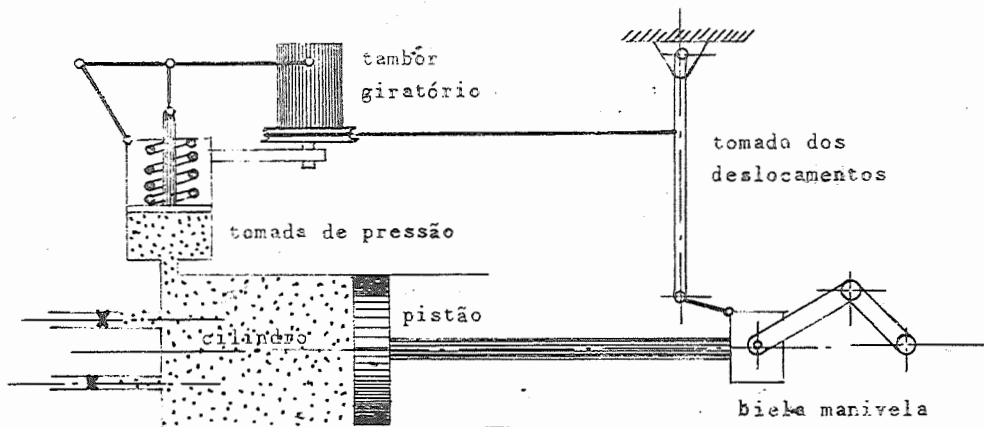


Fig. 32.53

tuas forças de atrito, ou também quando se introduzem movimentos turbilhonares no seio da massa fluida que constitui o sistema. Em ambos os casos as forças de atrito são responsáveis pela introdução de trabalho no sistema, independentemente de eventuais deslocamentos em sua fronteira.

Ao se efetuar, portanto, a aplicação da expressão do Primeiro Princípio cumpre lembrar que nem sempre o trabalho $\int p dvol$ posto em jôgo será obtido, a partir de $\int p dvol$, devendo sempre ser observado se existe ou não trabalho executado por forças de atrito agindo sobre o sistema.

3.3 - APLICAÇÕES

3.3.1 - Calores específicos

Por simplicidade, na exposição da matéria, como já afirmado no item 3.1, supor-se-á sempre que a quantidade de calor Q introduzida ou retirada dos sistemas seja medida em unidades mecânicas de trabalho.

Considerando-se então um sistema termodinâmico elementar de massa dm e volume $dvol$ que recebe do meio a quantidade de calor dQ , ter-se-á a possibilidade de se dar simultânea ou isoladamente uma variação em sua energia interna ou em uma das variáveis de estado p ou vol , pois o primeiro princípio estabelece que

$$dQ = dU + p dvol$$

Correspondendo aquela quantidade de calor dQ a um calor sensível observar-se-á no sistema considerado o acréscimo de temperatura igual a dT , sendo então útil relacionarem-se as duas grandezas através da chamada *capacidade térmica* C do sistema

$$C = \frac{dQ}{dT}$$

De uma maneira geral é conveniente a consideração das grandezas dQ , dL , dv_{ol} , dU , etc. referidas à unidade de massa, ou de peso, dos sistemas em estudo. Adotar-se-á então a notação abaixo referente às grandezas referidas à unidade de peso

$$dq = \frac{dQ}{d \text{ mg}} \quad dL = \frac{dL}{d \text{ mg}} \quad du = \frac{dU}{d \text{ mg}} \quad dv = \frac{dv_{ol}}{d \text{ mg}}$$

Correspondentemente ter-se-á também a capacidade térmica por unidade de peso, ou "*calor específico*" do sistema

$$c = \frac{dq}{dT} \quad (\text{eq. 3.1})$$

Dependendo da natureza da transformação de estado do sistema em estudo poder-se-á então definir o calor específico como sendo a pressão constante, (c_p), a volume constante, (c_v), etc.

A experiência mostra que os calores específicos c_p e c_v dos gases reais são variáveis com a temperatura. Na figura 3.4 representa-se a sua variação para alguns gases usuais. A medida em que os gases reais se aproximam das condições necessárias para serem considerados como ideais também os seus calores específicos tendem a se tornar constantes. Por extrapolação consideram-se os gases perfeitos como tendo calores específicos constantes.

Referindo-se as energias tôdas à unidade de peso, a expressão diferencial do Primeiro Princípio restrita aos sistemas fechados se transforma em

$$dq = du + pdv \quad (\text{eq. 3.2})$$

equação que será utilizada com frequência, a seguir, no

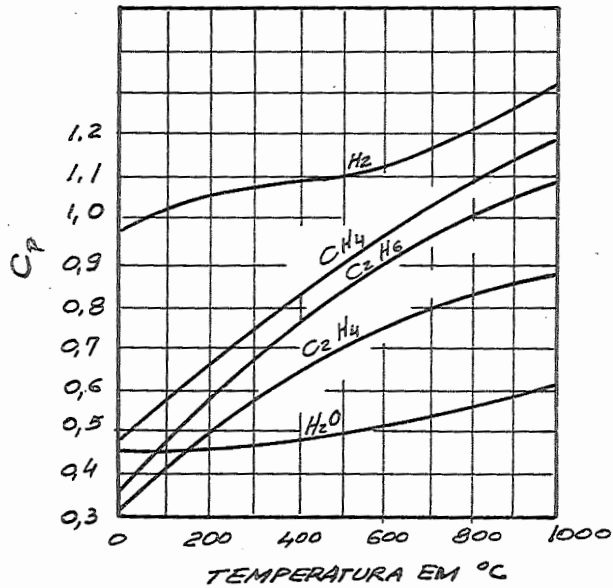
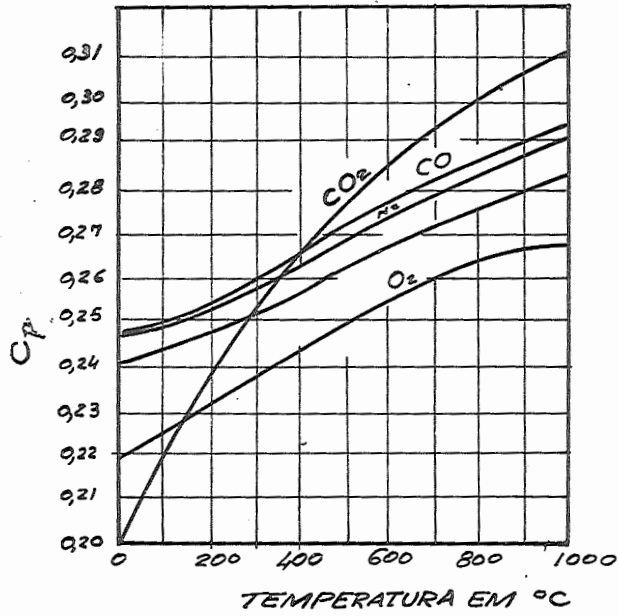


Fig. 3.4

estudo da Termofluidodinâmica.

Deve notar-se que a introdução do calor específico c_v permite a determinação da energia interna do sistema termodinâmico a menos de uma constante aditiva. De fato a integração da equação 3.1 para uma transformação de estado a volume constante entre os limites (1) e (2) dá

$$\int_1^2 dq = \int_1^2 c_v dT$$

e como pela expressão do Primeiro Princípio para

$$dv = 0$$

resulta

$$\int_1^2 dq = \int_1^2 du = u_2 - u_1$$

segue-se

$$u_2 = u_1 + \int_1^2 c_v dT \quad (\text{eq. 3.3})$$

entendendo-se a integração efetuada ao longo de um caminho qualquer.

Em particular, o conhecimento de c_v permite a determinação da energia interna do sistema relativamente a um estado inicial prefixado. Os resultados experimentais permitem exprimir c_v para os gases reais através da fórmula empírica abaixo, onde as constantes c_0 , c_1 , c_2 , c_3 e c dependem da natureza do gás:

$$c_v = c_0 + \frac{c_1}{T} + \frac{c_2}{T^2} + \frac{c_3}{T^3} + cT \quad (\text{eq. 3.4})$$

Convenciona-se usualmente que para $T = 0$ tem-se $u = 0$ e através da integração indicada calculam-se as energias internas para os fluidos diversos em função da sua temperatura (tabelas de Keenan e Kaye, por exemplo).

Desta maneira, supondo-se um estado A de um sistema pode obter-se o valor da energia interna correspondente através da integração

$$u_A = \int_0^A c_v dT$$

realizada ao longo de um caminho qualquer. Anàlogamente dado outro estado B do mesmo sistema, inteiramente arbitrário, pode obter-se o valor da energia interna correspondente através da integração

$$u_B = \int_A^B c_v dT$$

realizada ao longo de um outro caminho qualquer.

Ressalta-se portanto ser perfeitamente possível calcularem-se as diferenças de energias internas $u_A - u_B$ mesmo quando os estados A e B não correspondem a igual volume do sistema. Observa-se, entretanto, que $u_A - u_B$ somente será igual à quantidade de calor trocada entre o sistema e o meio durante a transformação $A \rightarrow B$ quando o caminho seguido fôr a volume constante. Em caso contrário a quantidade de calor trocada será igual à soma algébrica de $u_A - u_B$ com o trabalho realizado pelas forças externas sobre o sistema.

Segue-se ainda uma relação bastante importante existente entre os calores específicos c_p e c_v de um gás perfeito. De fato, sem perda de generalidade, considerando-se para melhor visualização o sistema da figura 3.5, impondo-se a introdução no sistema da quantidade de calor dq_1 a volume constante, resulta $dq_1 = du$ pois $dv = 0$, e portanto, pela definição de calor específico a volume constante tem-se

$$dq_1 = c_v dT.$$

Impondo-se no mesmo sistema anteriormente considerado a introdução da quantidade de calor dq_2 a pressão constante, de tal modo que se verifique o mesmo acréscimo dT na temperatura do sistema, resulta

$$dq_2 = du + pdv = du + d(pv)$$

com du ainda igual a $c_v dT$, e portanto

$$dq_2 = c_v dT + d(pv)$$

Pela definição de calor específico a pressão constante tem-se $dq_2 = c_p dT$, e portanto $c_p dT = c_v dT + d(pv)$ e como pela lei dos gases $pv = RT$, finalmente

$$c_p = c_v + R \quad (\text{eq. 3.5})$$

que é a chamada *equação de Mayer*.

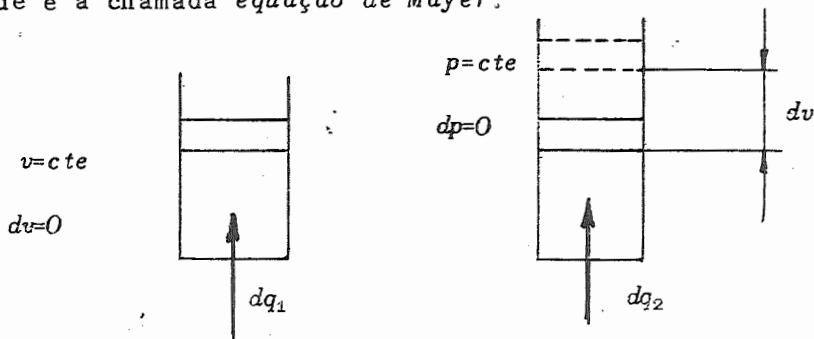


Fig. 3.5

Ressalta-se ainda que para produzir-se o mesmo acréscimo dT na temperatura do sistema através de duas transformações, respectivamente a volume constante e a pressão constante, são necessárias duas quantidades de calor dq_1 e dq_2 diferentes. A quantidade dq_1 é armazenada sob forma de energia interna no primeiro caso. No segundo caso a quantidade dq_2 compõe-se de uma parcela numericamente igual a dq_1 que também corresponde à energia interna armazenada no sistema, e de outra parcela a mais correspondente ao trabalho das forças externas sobre o sistema, devido ao deslocamento da sua superfície de controle.

A equação de Mayer, obtida para os gases perfeitos é também válida com grande aproximação para os gases reais, de tal maneira que o calor específico c_p de um gás real pode ser obtido a partir do seu calor específico c_v a uma temperatura qualquer também pela aplicação das equações 3.4 e 3.5.

3.3.2 - Transformações adiabáticas

As transformações de estado nas quais não há troca de calor entre o sistema e o meio denominam-se *adiabáticas*. Quando as transformações de estado se processam

com rapidez suficiente para não permitir apreciável troca de calor com o meio podem também ser assimiladas a transformações adiabáticas, com boa aproximação, apesar da impossibilidade de realização prática de fronteiras do sistema impermeáveis à passagem do calor. Evidencia-se o interesse do estudo das transformações adiabáticas através das numerosas aplicações práticas em que os sistemas se transformam com bastante rapidez, como por exemplo escoamentos através de bocais, pás de máquinas de fluxo, cilindros de máquinas alternativas, etc.

Pela expressão diferencial do primeiro princípio aplicado aos sistemas fechados resulta ainda que numa transformação adiabática em que não intervenham dissipações de energia tem-se

$$du + p \, dv = 0$$

Como

$$du = c_v \, dT$$

e

$$dT = \frac{1}{R} \, d(pV)$$

e também

$$c_p = c_v + R$$

segue-se que

$$c_p \, p \, dv + c_v \, v \, dp = 0$$

ou

$$\frac{c_p}{c_v} \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0$$

que integrada dá

$$\ln p v^{c_p/c_v} = \text{cte}$$

A relação entre os calores específicos $c_p/c_v = k$ é usualmente chamada de expoente das adiabáticas e pode ser calculada para os gases perfeitos a partir de considerações teóricas baseadas na Teoria Atômica, bem como pode ser obtida experimentalmente para os gases reais sendo também uma função da temperatura do sistema.

Observa-se que à medida que os fluidos compressíveis têm moléculas com maior número de átomos o seu

correspondente valor de k tende ao valor unitário. Por exemplo, para os gases monoatômicos (vapor de mercúrio, hidrogênio, nitrogênio, hélio, etc.) tem-se $k = 5/3$; para os biatômicos (oxigênio, hidrogênio, nitrogênio, ar seco, etc.) tem-se $k = 7/5$ e para os poliatômicos $k = 1,28$ a $1,30$ (Tabelas de Keenan e Kayes).

Pode então escrever-se a equação da transformação de estado adiabática como

$$p v^k = C$$

que relaciona entre si os estados inicial e final do sistema em transformação, onde C é uma constante que depende das condições iniciais. A restrição feita inicialmente impondo que não intervenham dissipações de energia na transformação adiabática corresponde à suposição de ser reversível a transformação (item 5.1). Neste caso diz-se com mais propriedade que $p v^k = C$ é a equação das transformações adiabáticas reversíveis, ou, então, isocentrópicas.

No estudo das máquinas térmicas alternativas é comum necessitar-se construir graficamente a curva de transformação de estado adiabática no plano (p, v) . Para isso indica-se a construção de Brauer na figura 3.6.

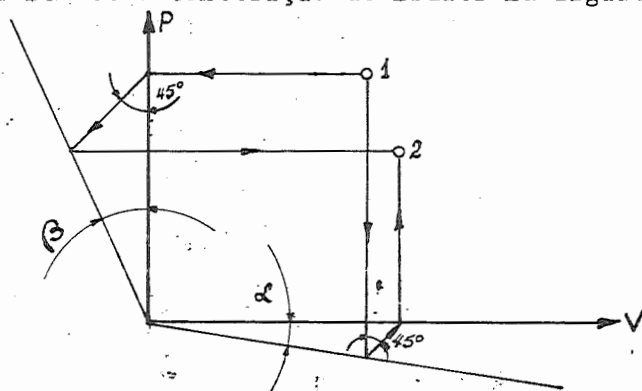


Fig. 3.6

De fato, tomando-se os ângulos α e β tais que

$$1 + \operatorname{tg} \beta = (1 + \operatorname{tg} \alpha)^k$$

e por construção sendo

$$p_1 = p_2 (1 + \operatorname{tg} \beta)$$

$$v_2 = v_1(1 + \operatorname{tg} \alpha)$$

segue-se que

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k \frac{1 + \operatorname{tg} \beta}{(1 + \operatorname{tg} \alpha)^k} \equiv p_2 v_2^k$$

3.3.3 - Transformações politrópicas

A partir da comparação das expressões das várias transformações de estado particulares com a das transformações adiabáticas observa-se que de uma maneira geral as transformações de estado podem ser representadas por uma expressão do tipo $p v^n = C$ onde n recebe o nome de expoente da transformação politrópica.

Quando $n = 0$ ter-se-á transformação a pressão constante (isobárica); quando $n = 1$ a transformação será isotérmica; quando $n = k$ a transformação adiabática; quando $n = +\infty$ a transformação a volume constante (isocórica) e finalmente quando n tiver um valor qualquer a transformação será chamada de politrópica (fig. 3.7).

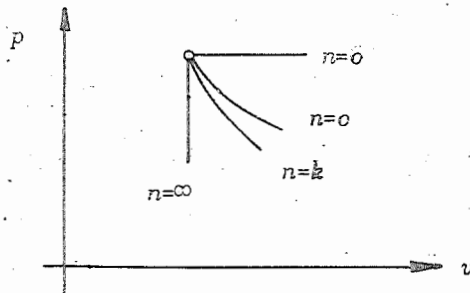


Fig. 3.7

No estudo dos ciclos percorridos pelos fluidos compressíveis nas máquinas térmicas em geral, aparece o problema de, conhecida experimentalmente a transformação (1) → (2), determinar o correspondente valor de n . É o problema inverso da construção de Brauer vista no item anterior.

Dentre os vários métodos existentes para a solução desse problema apresentam-se os seguintes, descritos bastante sucintamente:

A - Método logarítmico - em papel dilogarítmico constrói-se a curva $p = p(v)$ correspondente à transformação (1) → (2). Segue-se que, sendo

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n$$

vem, logaritmando e isolando n

$$n = \frac{\ln p_2 - \ln p_1}{\ln v_1 - \ln v_2}$$

ou através do gráfico em coordenadas logarítmicas (fig. 3.8).

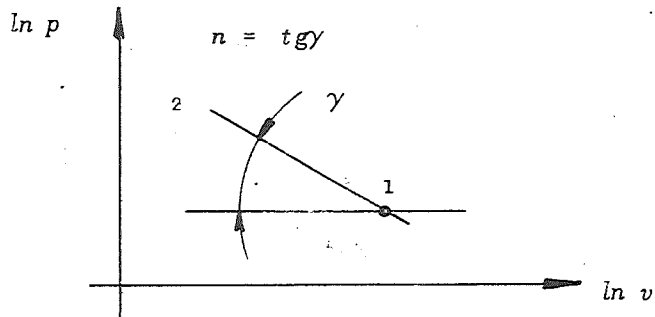


Fig. 3.8

B - Método das áreas - no diagrama (p, v) da figura 3.9 medem-se as áreas $A_1 = \int_1^2 p dv$ e $A_2 = \int_1^2 v dp$ e tem-se $n = A_2/A_1$ pois da expressão $pv^n = C$ resulta por diferenciação

$$n p dv + v pd = 0$$

ou

$$n = -\int_1^2 v dp / \int_1^2 p dv = A_2/A_1$$

C - Método da tangente - sendo, como no método anterior, por diferenciação $n p dv + v dp = 0$ resulta que

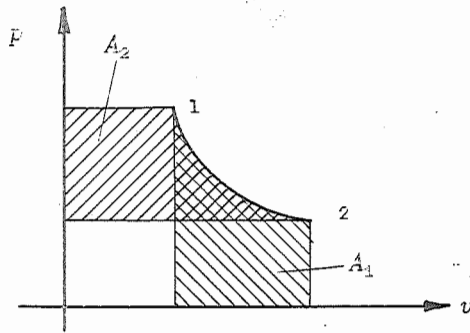


Fig. 3.9

$$n = \frac{-dp/dv}{p/v} = \frac{\text{tg } \gamma}{p/v}$$

Mas, na figura 3.10 por semelhança de triângulos segue-se que $a/b = v/(p/\text{tg } \gamma)$ e portanto o expoente politrópico procurado vem a ser $n = a/b$.

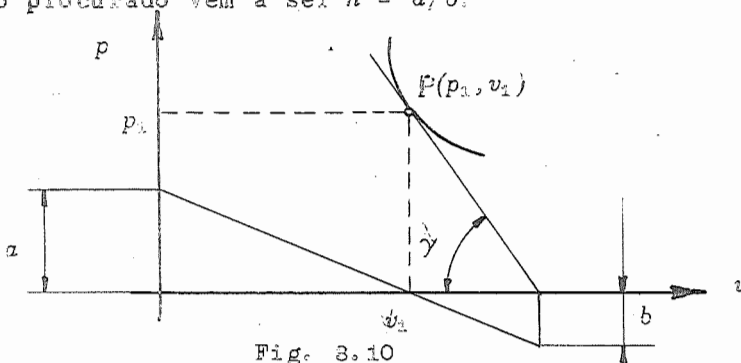


Fig. 3.10

Observa-se que o método das áreas dá o valor médio do expoente n entre os estados (1) e (2) ao passo que os outros dois métodos permitem a obtenção do valor de n no ponto. O primeiro método permite também a verificação imediata da constância de n durante a transformação.

Outra variável de bastante importância no estudo das transformações politrópicas é o calor específico politrópico c_n que facilmente se relaciona com os expoentes n e k e com o calor específico a volume constante c_v .

Assim, numa transformação politrópica genérica, tem-se

$$dq = c_n dT = du + pdv = c_v dT + pdv$$

mas, como

$$pdv = pv^n \frac{dv}{v^n} = pv^n d \left(\frac{v^{1-n}}{1-n} \right)$$

resulta

$$pdv = \frac{1}{1-n} d(pv) = \frac{R}{1-n} dT$$

e portanto

$$c_n = c_v + \frac{R}{1-n}$$

ou

$$c_n = \frac{n-k}{n-1} c_v \quad (\text{eq. 3.6})$$

Têm-se então imediatamente para os casos particulares já indicados:

$$n = 0 \text{ (isobárica)} \quad c_n = c_p$$

$$n \neq 1 \text{ (isotérmica)} \quad c_n = \infty$$

$$n = k \text{ (adiabática)} \quad c_n = 0$$

$$n = \infty \text{ (isocórica)} \quad c_n = c_v$$

e para o caso genérico de transformação politrópica com expoente qualquer, o valor correspondente dado pela equação 3.6.

3.3.4) - Estática da Atmosfera

Aplicando-se a lei dos gases perfeitos, $p/\rho g = RT$, a

equação de Euler da Estática $dp/\rho = -gdz$ e a equação de transformação de estado $p/\rho^n = cte$ ao estudo do equilíbrio da atmosfera, suposta assimilada a um gás perfeito, têm-se três equações ligando entre si as quatro incógnitas p , ρ , T , z . Para poder estabelecer-se a variação de uma qualquer daquelas quatro variáveis em função das outras torna-se necessário portanto introduzir mais uma equação.

Para isso lança-se mão de resultados experimentais obtidos através de sondagens da atmosfera, que permitem concluir haver uma variação média linear da temperatura em função da altitude nas camadas mais baixas da atmosfera, isto é, na troposfera (fig. 3.11).

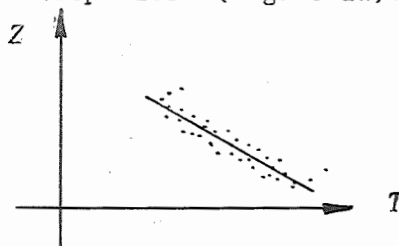


Fig. 3.11

Nas camadas superiores da atmosfera (estratosfera) verifica-se que a temperatura independe da altitude, mantendo-se, em média, constante e igual a $-56,5^{\circ}\text{C}$ (fig. 3.12).

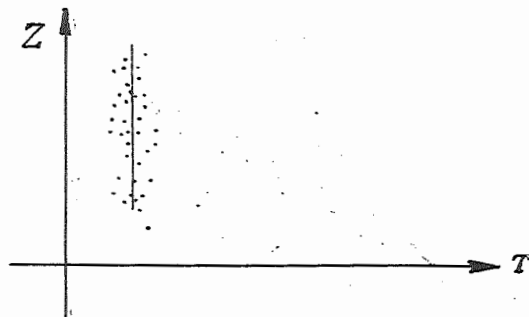


Fig. 3.12

A altitude em que se dá a passagem da troposfera para a estratosfera não é bem definida, dependendo, entre outros fatores, da latitude e da estação do ano. Podê tomar-se para essa transição a altitude de aproximadamente onze quilômetros acima do nível do mar.

Introduzindo o gradiente atmosférico vertical de

temperatura

$$\lambda = - \frac{dT}{dz}$$

correspondente à variação média linear da temperatura com a altitude na tropósfera, tem-se facilmente a relação entre pressões e temperaturas. De fato, então sendo $\lambda = cte$, resulta

$$dz = - \frac{1}{\lambda} dT$$

Como da equação fundamental de equilíbrio tem-se

$$\frac{dp}{\rho} = -g dz$$

segue-se

$$\frac{dp}{\rho} = \frac{g}{\lambda} dT$$

Por outro lado a lei dos gases dá

$$\frac{1}{\rho} = \frac{g R T}{p}$$

e então

$$\frac{dp}{p} = \frac{1}{\lambda R} \frac{dT}{T}$$

que, integrada entre os limites 1 e 2 (fig. 8.13) dá

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{1/\lambda R}$$

$p_2 \rho_2 T_2$

(2)

(1)

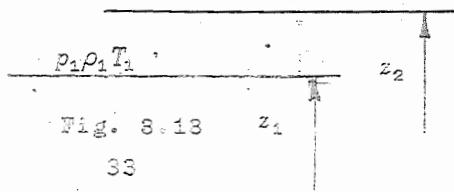


Fig. 8.13

Pode então verificar-se que a transformação de estado do ar atmosférico entre as camadas 1 e 2, com a hipótese de ser linear a variação de T em função de z , obedece de fato à equação de transformação de estado $p/\rho^n = \text{cte}$. Assim, estabelecendo-se a relação entre o coeficiente politrópico n e o gradiente de temperatura λ , tem-se pelo que foi visto

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{1/\lambda R}$$

e também

$$T = \frac{P}{\rho gR}$$

ou

$$T_1 = \frac{p_1}{\rho_1 gR} \quad \text{e} \quad T_2 = \frac{p_2}{\rho_2 gR}$$

Logo

$$\frac{p_1^{(\lambda R - 1)/\lambda R}}{\rho_1^{-1/\lambda R}} = \frac{p_2^{(\lambda R - 1)/\lambda R}}{\rho_2^{-1/\lambda R}}$$

ou também

$$\frac{p_1}{\rho_1^{1 - \lambda R}} = \frac{p_2}{\rho_2^{1 - \lambda R}}$$

Fazendo-se então $n = 1/(1 - \lambda R)$ tem-se a relação entre o expoente n da equação de transformação de estado e os valores λ e R . A título de ilustração dá-se a variação de n em função de λ , para o ar atmosférico, com $R = 29,3 \text{ m}^2/\text{C}$, entre os limites usuais na tabela 3.1.

TABELA 3.1

n	0,54	1,41	1,34	1,21	1,13	1,06	1,00	0,94
λ °C/m	0,012	0,010	0,008	0,006	0,004	0,002	0,000	-0,002

A relação entre as pressões e as altitudes também segue-se facilmente a partir da equação fundamental de equilíbrio. De fato, sendo

$$\frac{dp}{\rho} = -g dz$$

e também

$$\frac{1}{\rho} = p^{-1/n} \frac{p_1^{1/n}}{\rho_1} = p^{-1/n} \frac{p_2^{1/n}}{\rho_2}$$

Tem-se

$$\frac{p_2^{1/n}}{\rho_2} \int_1^2 p^{-1/n} dp = -g \int_1^2 dz$$

Logo

$$z_2 - z_1 = \frac{n}{n-1} \frac{p_2}{\rho_2 g} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{(n-1)/n} \right]$$

A relação entre altitudes e temperaturas obtém-se imediatamente da definição de gradiente atmosférico vertical de temperatura, por integração:

$$\int_1^2 dz = -\frac{1}{\lambda} \int_1^2 dT$$

ou

$$z_2 - z_1 = \frac{1}{\lambda} (T_1 - T_2)$$

ou também

$$z_2 - z_1 = \frac{R n}{n-1} (T_1 - T_2)$$

Para efeito de comparação adota-se comumente a *atmosfera Padrão Aeronáutica* que corresponde à pressão ao nível do mar $p_0 = 10332 \text{ kgf/m}^2$, à temperatura $T_0 = 288^\circ \text{K}$ ($t_0 = 15^\circ \text{C}$), à densidade $\rho_0 = 0,125 \text{ tm/m}^3$ e

ao gradiente atmosférico $\lambda = 6,5^{\circ}\text{C}/1000\text{m}$, obedecendo à variação teórica deduzida anteriormente e resumida na tabela 3.2

TABELA 3.2

$H = z_2 - z_1$ Km	t °C	PRESSÕES		DENSIDADES	
		p/p_0	p (milibar)	ρ/ρ_0	ρ (g/m ³)
0,0	15,0	1,000	1013,2	1,000	1226
0,5	11,75	0,942	954,4	0,955	1171
1,0	8,5	0,887	898,6	0,908	1112
2,0	2,0	0,784	794,8	0,822	1007
3,0	-4,5	0,692	700,9	0,741	909
4,0	-11,0	0,608	616,2	0,668	819
5,0	-17,5	0,533	540,0	0,601	736
6,0	-24,0	0,466	471,6	0,538	660
7,0	-30,5	0,405	410,4	0,481	590
8,0	-37,0	0,351	355,8	0,429	525
9,0	-43,5	0,303	307,2	0,381	466
10,0	-50,0	0,261	264,1	0,337	413
15,0	-56,5	0,119	120,8	0,158	193
20,0	-56,5	0,054	54,7	0,072	88

Os gráficos da figura 3.14 igualmente correspondem à atmosfera padrão aeronáutica.

A integração da equação de Euler efetuada na suposição de T variar linearmente com a altitude é válida nas camadas inferiores da atmosfera, onde os resultados de sondagens realizadas permitiram a introdução do gradiente atmosférico vertical de temperatura. Na estratosfera, onde a temperatura se mantém constante, não mais valem as expressões obtidas para a troposfera, sendo então necessário integrar-se novamente a equação de Euler observando a condição de ser $T = \text{constante}$.

As relações pressão-temperatura e altitude-temperatura encontradas para a troposfera não mais têm significado para a estratosfera. Restam as relações entre λ e n e entre p e H .

Sendo $T = T_1 = \text{constante}$, da definição de λ segue-se $\lambda = 0$, e através da relação

$$n = \frac{1}{1 - \lambda R}$$

ATMOSFERA PADRÃO AERONÁUTICA

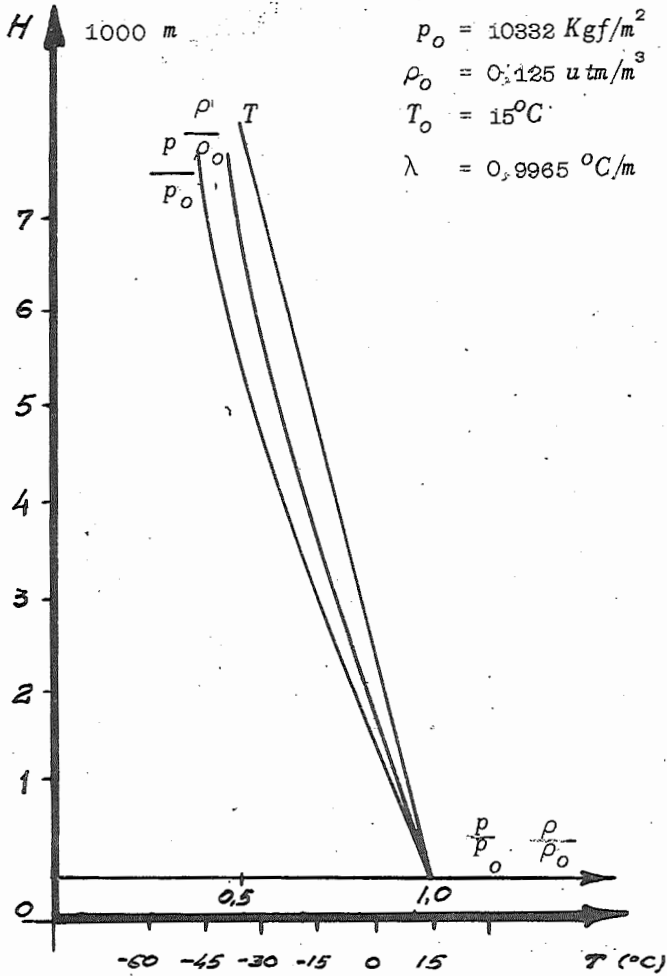


Fig. 8-14

tem-se $n = 1$ correspondendo de fato à transformação isotérmica.

Da equação de Euler e da lei dos gases tem-se

$$\frac{dp}{\rho} = -g dz$$

e

$$\frac{1}{\rho} = \frac{g R T_1}{p}$$

Logo

$$R T_1 \frac{dp}{p} = -g dz$$

é, integrando

$$R T_1 \ln \frac{p_2}{p_1} = -g(z_1 - z_2)$$

ou

$$\frac{p_2}{p_1} = e^{-(z_1 - z_2)g/RT_1}$$

Fazendo-se

$$z_2 - z_1 = h$$

tem-se

$$\frac{p_2}{p_1} = e^{-h/R T_1}$$

Desenvolvendo-se em série a função exponencial e considerando-se pequenas diferenças de nível tem-se:

$$p_2 = p_1 e^{-h/R T_1} = p_1 \left[1 - \frac{h}{R T_1} + \dots \right]$$

ou

$$p_2 \approx p_1 - \rho gh$$

Observe-se que este último resultado mostra poder considerar-se o ar atmosférico como incompressível para pequenas variações de altitude, tanto na estratosfera, onde a temperatura é constante, como na troposfera, onde para pequenas variações de altitude pode negligenciar-se também a variação da temperatura, pois a variação das pressões obedece à lei hidrostática.

APLICAÇÃO DO PRIMEIRO PRINCÍPIO DA TERMODINÂMICA

AOS ESCOAMENTOS

4.1 - TEOREMA DE ST. VÉNANT

Na Mecânica dos Fluidos Incompressíveis deduziu-se a equação fundamental da dinâmica, ou equação de Euler, válida para os escoamentos de fluidos ideais, sem restrição alguma quanto à sua compressibilidade.

A integração da equação de Euler para os fluidos com densidade constante em regime permanente resultou no estabelecimento do Teorema de Bernoulli.

Para os fluidos compressíveis ideais em escoamento permanente unidimensional as transformações de estado sendo adiabáticas, obtém-se igualmente uma expressão de grande importância: o *Teorema de St. Vénant*. Análogamente ao Teorema de Bernoulli, nada mais é o Teorema de St. Vénant do que a expressão do Princípio da Conservação da Energia para os escoamentos de fluidos compressíveis quando não há trocas de calor ou trabalho entre eles e o meio.

De fato, sendo a equação de Euler

$$\frac{d(\rho \vec{V})}{dt} = - \vec{\nabla} p - \rho g \vec{\nabla} z$$

tem-se a componente ao longo de uma linha de corrente

$$d\left(\frac{V^2}{2}\right) = - \frac{dp}{\rho} - g dz \quad (\text{eq.4.1})$$

e integrando-se entre os estados (1) e (2), (figura 4.1) segue-se, para o regime permanente:

$$\int_1^2 \frac{dp}{\rho} = \frac{1}{2} (V_1^2 - V_2^2) + g(z_1 - z_2)$$

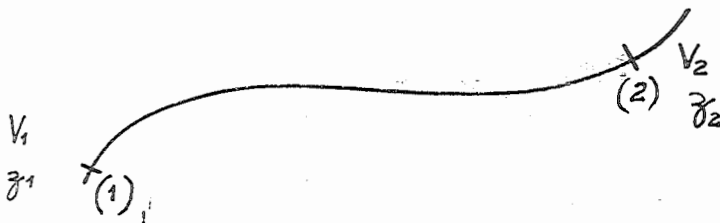


Fig. 4.1

Como a transformação é por hipótese adiabática e o fluido ideal, têm-se $p/\rho^k = C$ e portanto a integração entre os limites (1) e (2) dá:

$$\int_1^2 \frac{dp}{\rho} = \frac{k}{k-1} \left[\frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} \right]$$

Tem-se então a expressão do Teorema de St. Vénant

$$\frac{k}{k-1} \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2} + gz = \text{cte}$$

que também pode ser escrita como

$$\frac{k}{k-1} \frac{p}{\rho g} + \frac{V^2}{2g} + z = \text{cte} \quad (\text{eq. 4.2})$$

referindo-se as energias relativamente à unidade de peso, de maneira análoga ao que se fez quanto ao Teorema de Bernouilli.

De fato, as parcelas do primeiro membro da equação 4.2 têm o significado físico de energia por unidade de peso do fluido em escoamento que consiste o sistema em estudo. Tem-se, como no caso dos fluidos incompressíveis $e_c = V^2/2g$ e também $e_z = z$. A parcela restante $\frac{k}{k-1} \frac{1}{\rho g}$ ou, utilizando-se o volume específico, $v = \frac{1}{\rho g}$.

por simplicidade, a parcela $\frac{k}{k-1} pv$ desempenha para os fluidos compressíveis o mesmo papel que a pressão p para os incompressíveis. É de bastante utilidade definir-se então essa grandeza $h = \frac{k}{k-1} pv$ como uma função termodinâmica - entalpia - e examinar mais demoradamente o seu significado físico.

Sendo $k = c_p / c_v$ e pela relação de Mayer $c_p = c_v + R$ segue-se que

$$h = \frac{c_v}{R} pv + pv$$

ou, para um gás perfeito

$$h = c_v T + pv = u + pv \quad (\text{eq. 4.3})$$

mostrando que a entalpia é a parcela $e_p = p/\rho g$ do Teorema de Bernoulli acrescida da energia interna $e_u = u$. Isso mostra que os fluidos compressíveis diferem dos incompressíveis sob este ponto de vista, pelo fato de poderem apresentar considerável variação na sua energia interna quando em escoamento.

É claro que os fluidos incompressíveis também são susceptíveis de apresentarem variações em sua energia interna; porém, devido ao fato de serem incompressíveis, às variações usuais de pressão não corresponderão variações de temperatura acentuadas, e correspondentemente as variações em sua energia interna serão normalmente desprezíveis, não sendo usualmente consideradas na prática, como se depreende do próprio Teorema de Bernoulli.

O Teorema de St. Vénant pode então ser escrito sob a seguinte forma (equação de Zeuner) bastante-usual nas aplicações, válida para os escoamentos unidimensionais em que não há troca de calor ou trabalho com o meio exterior:

$$h + \frac{V^2}{2g} + z = cte \quad (\text{eq. 4.4})$$

Em termos de energia poder-se-á ainda escrever a mesma equação sob a forma

$$e_u + e_p + e_c + e_z = cte$$

referindo-se tôdas as energias à unidade de pêsso do fluido em escoamento.

Devido à integração da equação de Euler ter sido efetuada ao longo de uma linha de corrente, aplica-se a equação de Zeuner ao estudo dos escoamentos unidimensionais, de maneira análoga ao que se fêz para os fluidos incompressíveis relativamente ao Teorema de Bernoulli (ver item 3.2.3 da publicação da Cadeira intitulada "*Curso de Mecânica dos Fluidos*").

4.2 - Expressão do Primeiro Princípio aplicado aos Sistemas Abertos

Na aplicação do Primeiro Princípio aos escoamentos pode adotar-se para efeito de estudo um dos dois critérios - considerar o escoamento de uma determinada massa de fluido prefixada constituindo um sistema fechado, ou considerar o escoamento através de uma determinada superfície de controle prefixada constituindo um sistema aberto.

É mais usual no estudo dos escoamentos adotar-se o segundo critério, considerando-se os sistemas abertos envolvidos por superfícies de controle escolhidas convenientemente.

Por simplicidade faz-se inicialmente a hipótese de ser a superfície de controle cortada somente em duas secções por fluido em escoamento; numa delas se dá escoamento de fluido para dentro do sistema, e na outra o escoamento para fora do sistema (fig. 4.2).

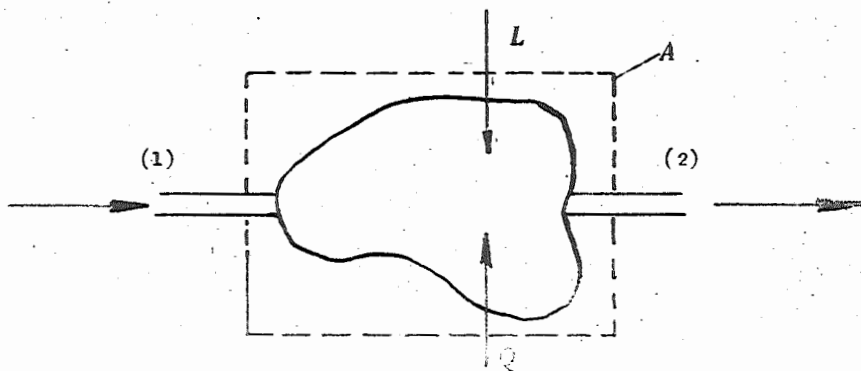


Fig 4.2

Além disso o escoamento por hipótese é suposto permanente.

Assim, da mesma maneira que se fez para os fluidos incompressíveis a generalização do Teorema de Bernoulli pode fazer-se também para os fluidos compressíveis a generalização do Teorema de St. Vénant. Considerando-se então as parcelas da equação de Zeuner

$$e_1 = e_{u_1} + e_{p_1} + e_{c_1} + e_{z_1}$$

$$e_2 = e_{u_2} + e_{p_2} + e_{c_2} + e_{z_2}$$

resulta, como foi visto, quando não há troca de calor ou trabalho durante o escoamento entre as secções (1) e (2).

$$e_2 = e_1$$

ou

$$e_2 - e_1 = 0$$

relembrando-se que no regime permanente a mesma massa de fluido que entra no sistema através da secção (1) também sai do sistema através da secção (2).

Havendo troca de calor e trabalho durante o escoamento entre as secções (1) e (2) resulta, pelo Primeiro Princípio

$$e_2 - e_1 = L + q \quad (\text{eq. 4.5})$$

ou, escrito de outra maneira, lembrando que $h = e_u + e_p$

$$h_2 - h_1 = L + q - \Delta e_c - \Delta e_z \quad (\text{eq. 4.6})$$

Essa equação 4.6 é a forma usual sob a qual se apresenta o Primeiro Princípio quando aplicado aos sistemas abertos sendo permanente o regime. Observa-se que na prática às mais das vêzes essa expressão se simplifica bastante. De fato, na quase totalidade dos casos pode fazer-se $\Delta e_z = 0$. Excetuando-se os casos dos trocadores de calor, podem os escoamentos ser considerados em geral como adiabáticos resultando portanto $q=0$. A parcela Δe_c também em geral é desprezível. O trabalho L por sua vez só não é considerado nulo nos escoamentos através de máquinas.

Nos sistemas abertos em que a superfície de controle é cortada em mais de duas seções pelo fluido em escoamento permanente convém escrever a equação 4.5 referindo as energias tôdas postas em jôgo não mais à unidade de massa ou pêso do fluido em escoamento, mas sim à unidade de tempo. Assim, chamando de $\Sigma G_e e_e$ a soma das energias por unidade de tempo correspondentes a todos os escoamentos que entram na superfície de controle, e de $\Sigma G_s e_s$ a soma das energias por unidade de tempo correspondentes a todos os escoamentos que saem da superfície de controle, resulta

$$\Sigma G_s e_s - \Sigma G_e e_e = \frac{dL}{dt} + \frac{dq}{dt} \quad (\text{eq. 4.7})$$

Quando o regime de escoamento através da superfície de controle não é permanente, retomando o caso simples em que sômente duas seções são cortadas pelo fluido em escoamento (figura 4.2), generaliza-se a equação 4.5. De fato, escrevendo ainda tôdas as energias referidas à unidade de tempo e levando em conta a energia de_A/dt armazenada dentro da superfície de controle por unidade de tempo, resulta

$$G_2 e_2 - G_1 e_1 = \frac{dL}{dt} + \frac{dq}{dt} - \frac{de_A}{dt} \quad (\text{eq. 4.8})$$

Esta equação, que dá a diferença da energia por unidade de tempo que sae da superfície de controle através da secção (2) para a energia que entra através da secção (1), num instante determinado, pode também ser generalizada para o caso em que a superfície de controle é cortada em mais de duas seções pelo fluido em escoamento, resultando

$$\Sigma G_s e_s - \Sigma G_e e_e = \frac{dL}{dt} + \frac{dq}{dt} - \frac{de_A}{dt} \quad (\text{eq. 4.9})$$

Observa-se que as equações 4.8 e 4.9 são válidas para um determinado instante, devido ao regime não ser permanente. Quando o regime for permanente tem-se $de_A/dt = 0$ e recai-se nas equações 4.5 e 4.7, que obviamente se aplicam em instantes quaisquer.

Para a obtenção da variação total da energia armazenada no sistema durante o intervalo de tempo $\Delta t = t_f - t_i$, necessário para o sistema se transformar do estado inicial (i) ao estado final (f), integra-se a equação 4.8 (ou 4.9) obtendo-se

$$\Delta E_A = L + Q + \int_{t_i}^{t_f} G_2 e_2 dt - \int_{t_i}^{t_f} G_1 e_1 dt \quad (\text{eq. 4.10})$$

com ΔE_A , L e Q dadas em unidades de energia, simplesmente.

4.3. Conceito de entalpia

Retomando a expressão da entalpia apresentada no item 4.1 (equação 4.3) observa-se que sob forma diferencial pode escrever-se que

$$dh = c_v dT + d(pv)$$

Logo, pela lei dos gases perfeitos resulta

$$dh = (c_v + R) dT$$

ou

$$dh = c_p dT \quad (\text{eq. 4.11})$$

expressão esta de bastante utilidade para a determinação numérica da entalpia.

Semelhantemente ao que se fez para a energia interna pode então fazer-se para a entalpia, obtendo-se

$$h_2 = h_1 + \int_1^2 c_p dT \quad (\text{eq. 4.12})$$

que permite a determinação da entalpia do sistema termodinâmico a menos de uma constante aditiva. Convenciona-se usualmente que para $T = 0$ tem-se $h = 0$ e desta maneira obtêm-se os valores da entalpia para os diversos fluidos, apresentados normalmente em tabelas.

Para as transformações estáticas dos sistemas fechados a expressão diferencial do Primeiro Princípio

$du = dq - pdv$ pode ser escrita em função da entalpia, somando-se a ambos os seus membros a parcela $d(pv)$. De fato, tem-se então

$$dh = dq + vdp \quad (\text{eq. 4.13})$$

ou, sob forma integral

$$h_2 - h_1 = q + \int_1^2 vdp \quad (\text{eq. 4.14})$$

expressões bastante usadas nas aplicações.

Por outro lado para as transformações dos sistemas abertos estacionários em regime permanente a equação 4.6 se reduz a

$$h_2 - h_1 = q + L \quad (\text{eq. 4.15})$$

Deve ser notado que a equação 4.14 aplica-se a um sistema fechado que num instante inicial se apresenta sob o estado (1), evoluindo a seguir para o estado (2), no decorrer de dado intervalo de tempo. Enquanto isso, a equação 4.15 aplica-se no mesmo instante a duas seções diferentes pelas quais escoo fluido para dentro ou para fora da superfície de contrôlo do sistema aberto.

Nos sistemas estacionários abertos, em regime permanente, em que a troca de calor efetuada com o meio seja nula, tem-se que o trabalho L é dado pela variação de entalpias $h_2 - h_1$. Esta variação de entalpias pode ser calculada facilmente através da expressão diferencial do Primeiro Princípio aplicada à transformação estática de um sistema fechado que saindo do estado (1) atinja o estado (2), percorrendo uma adiabática. Assim, sendo pela equação 4.13

$$dh = dq + vdp$$

segue-se para a transformação adiabática considerada

$$dh = vdp$$

e, integrando-se entre os limites (1) e (2)

$$h_2 - h_1 = \int_1^2 vdp \quad (\text{eq. 4.16})$$

Conclui-se portanto, pela equação 4.15, que numa transformação adiabática o trabalho é dado pela expressão

$$L = \int_1^2 v dp \quad (\text{eq. 4.17})$$

estendida a integração ao caminho adiabático percorrido durante a transformação do estado (1) ao estado (2).

Generalizando a equação 4.17 pode dizer-se que, qualquer que seja a transformação de estado de (1) a (2), o trabalho nos sistemas estacionários abertos é dado pela expressão 4.18

$$L = \int_1^2 v dp \quad (\text{eq. 4.18})$$

estendida a integração ao caminho percorrido durante a transformação do estado (1) ao estado (2).

Sendo adiabática a transformação, o trabalho L será igual à diferença das entalpias (equações 4.16 e 4.17).

Não sendo adiabática a transformação, o trabalho L será diferente, pois então $\int_1^2 v dp$ não mais iguala a diferença das entalpias, isto é, não é mais válida a equação 4.18.

4.4 - Velocidade acústica

Nos fluidos incompressíveis toda e qualquer perturbação externa exercida como uma alteração da pressão que atua sobre a massa fluida se faz sentir imediatamente, em todos os seus pontos simultaneamente, como consequência da sua incompressibilidade.

Como os fluidos incompressíveis reais apresentam sempre uma certa compressibilidade, embora insignificante às mais das vezes, segue-se que aquelas perturbações externas na realidade se propagam através da massa fluida com uma velocidade bastante elevada, embora finita. Ressalta-se ainda o fato de essa velocidade ser de uma ordem de grandeza imensamente maior do que a das velocidades atingidas normalmente nos escoamentos dos fluidos incompressíveis reais, sendo por exemplo para a água à temperatura de 20°C aproximadamente igual a 1500 metros por segundo.

Já nos escoamentos de fluidos compressíveis as velocidades de escoamento facilmente atingem ou mesmo superam a velocidade de propagação das perturbações externas exercidas sobre a massa fluida, o que dá origem a uma série de fenômenos de bastante interesse.

Assim sendo, é de interesse inicialmente estudar-se a maneira pela qual se realiza aquela propagação das perturbações. Para melhor visualização do problema, considere-se um tubo cilíndrico unidimensional de grande comprimento tendo em uma das suas extremidades um pistão (figura 4.3)

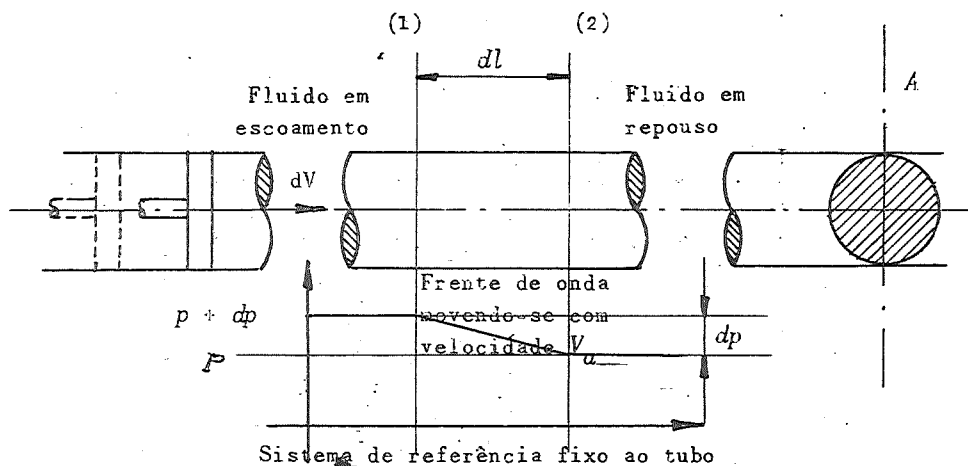


Fig. 4.3

Supondo que o fluido contido dentro do cilindro esteja em repouso, um movimento conveniente do pistão ocasionará imediatamente um aumento elementar da pressão em suas vizinhanças, que irá se propagando em direção à outra extremidade do tubo com a velocidade V_a por hipótese constante.

O fluido que ocupa a região pela qual já passou a frente de onda acha-se sob as condições de pressão $p + dp$ e densidade $\rho + dp$. O fluido que ocupa a região por onde ainda não passou a frente de onda acha-se sob as condições de pressão p e densidade ρ , estando ainda em repouso.

Por simplicidade adota-se o sistema de referência para a análise do problema fixo à frente de onda de propagação da perturbação. Na figura 4.4 representa-se a distribuição de pressões e velocidades para o sistema de referência adotado.

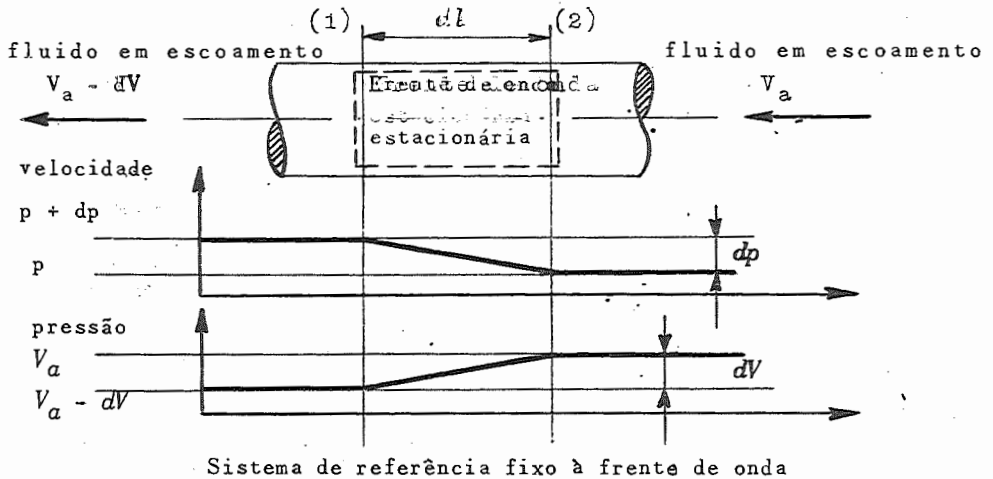


Fig. 4.4

Tem-se assim um escoamento permanente através da superfície de controle indicada na figura, para o qual é possível aplicar o Teorema do Impulso. Resulta então

$$[p - (p + dp)]A = \rho V_a A [(V_a - dV) - V_a]$$

ou

$$dp = \rho V_a dV$$

Pela equação da continuidade tem-se também

$$\rho V_a A = (\rho + d\rho) (V_a - dV) A$$

e portanto

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{dV}{V_a}$$

Logo, pela combinação dessas duas últimas expressões segue-se

$$V_a^2 = \frac{dp}{d\rho} \quad (\text{eq. 4.19})$$

Conclui-se portanto que a velocidade de propagação das perturbações independe das dimensões do conduto, dependendo somente da maneira pela qual varia a densidade do fluido em função da pressão, isto é, de sua compressibilidade.

Como uma sucessão de pequenas perturbações introduzidas na massa fluida é susceptível de impressionar o órgão auditivo humano sob a forma de som, resulta que a velocidade V_a acima obtida nada mais é do que a velocidade do som (ou *velocidade acústica*) através do fluido considerado.

A título de curiosidade observe-se que a expressão obtida impõe valores cada vez mais elevados para V_a à medida que a compressibilidade do fluido diminui.

É necessário ressaltar que o raciocínio feito é válido em se tratando de perturbações pequenas, isto é, que não ocasionam um escoamento do fluido na secção (1) com velocidades que não possam ser assimiladas a quantidades elementares.

Quando o escoamento de fluido compressível puder ser assimilado a uma transformação adiabática, obtém-se a partir da equação de transformação de estado $p/\rho^k = C$ a derivada $dp/d\rho$ em função do estado do sistema. De facto sendo $p = C \rho^k$ segue-se $dp = Ck \rho^{k-1} d\rho = k \frac{p}{\rho} d\rho$ e portanto

$$V_a^2 = \frac{dp}{d\rho} = k \frac{p}{\rho}$$

Em se tratando de um gás perfeito tem-se ainda

$$V_a^2 = k g R T \quad (\text{eq. 4.20})$$

verificando-se então que a velocidade local do som através de um determinado fluido dependa essencialmente da temperatura em cada um de seus pontos.

Observa-se também que aos fluidos de pequenos pesos moleculares, que apresentam maiores valores de k , correspondem maiores velocidades do som. Exemplificando, sob condições normais de temperatura a velocidade do som no ar é da ordem de 330 m/s, no hidrogênio de 1280 m/s e nos fluidos frigoríficos do tipo freon de 90 m/s.

Ilustração interessante dêsse fato tem-se no projeto das máquinas de fluxo, onde, por considerações de resistência, não se devem atingir velocidades periféricas maiores que 300 a 450 m/s, bem como não se deve permitir que as velocidades do fluido em escoamento atinjam valores próximos da velocidade acústica, devido às maiores perdas então existentes.

Assim, nos compressores de ar as duas limitações anteriores se correspondem praticamente; nos compressores de hidrogênio a limitação imposta pela compressibilidade do fluido nunca precisa ser levada em conta; já nos compressores de freon a principal limitação é representada pelos efeitos da compressibilidade do fluido.

Verifica-se ser de bastante utilidade no estudo dos escoamentos dos fluidos compressíveis o coeficiente adimensional V/V_a . Define-se, por isso, o número de Mach correspondente a um ponto do escoamento de fluido compressível onde a velocidade é igual a V , como o quociente $M_a = V/V_a$. Observa-se ainda que o número de Mach pode ser interpretado fisicamente como medida da relação entre a energia cinética e a energia interna de um elemento de volume de fluido em escoamento. De fato, com

$$M_a^2 = \left(\frac{V}{V_a}\right)^2$$

tem-se

$$M_a^2 = \frac{V^2}{kgRT} = \left(\frac{2c_v}{kR}\right) \frac{V^2/2g}{c_p T} \sim \frac{e_c}{e_u}$$

sendo portanto M_a^2 proporcional à relação entre as energias cinética e interna por unidade de peso de um volume elementar de fluido em escoamento.

Segue-se que nos escoamentos com pequenos números de Mach pode-se desprezar no balanceamento das energias a parcela e_c em face da parcela e_u , conforme havia sido adiantado no item 4.2 ao se comentarem as simplificações possíveis na equação 4.6.

4.5 - Critério de Compressibilidade

Pelas observações já feitas anteriormente sabe-se que um fluido compressível em escoamento pode ser assimilado a incompressível desde que as suas velocidades sejam suficientemente pequenas. No presente item se estabelece um critério de compressibilidade, isto é, uma relação que permite determinar até que valor da velocidade pode o fluido compressível ser considerado como incompressível dentro de uma precisão previamente fixada.

Para isso considere-se o escoamento genérico do qual se representa na figura 4.5 uma linha de corrente entre os pontos (1) e (2).

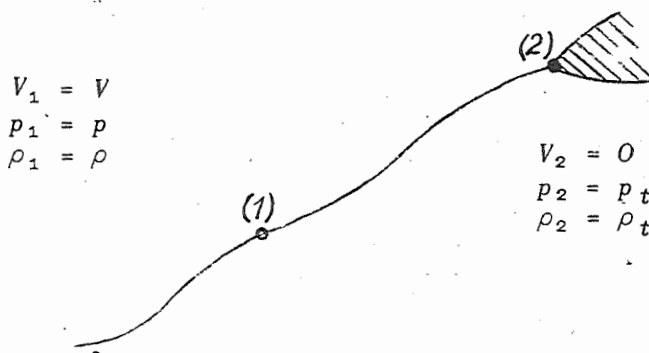


Fig. 4.5

Observando que no ponto (2) a velocidade é nula resulta que a pressão será igual à pressão total p_t bem como a densidade assumirá o valor particular ρ_t .

A equação 4.2 usualmente é escrita sob as formas mais compactas, úteis às aplicações:

$$\frac{V_1^2}{2g} - \frac{V_2^2}{2g} = \frac{k}{k-1} \frac{p_2}{\rho_2 g} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \quad (\text{eq. 4.21})$$

ou

$$\frac{V_1^2}{2g} - \frac{V_2^2}{2g} = \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1 g} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \quad (\text{eq. 4.22})$$

Assim sendo, aplicando-se ao caso em estudo a equação ~~4.22~~ resulta

$$\frac{V_2^2}{2} = \frac{k}{k-1} \frac{p}{\rho} \left[\left(\frac{p_t}{p} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]$$

e portanto, sendo $V_a^2 = \frac{kp}{\rho}$

$$\text{também } Ma^2 = \frac{2}{k-1} \left[\left(\frac{p_t}{p} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \quad (\text{eq. 4.23})$$

que permite obter o número de Mach local do escoamento através das medidas efetuadas com um tubo de Prandtl desde que se conheça o valor de k .

Fazendo a análise para os escoamentos em que se tenha $\frac{k-1}{2} Ma^2 = \epsilon < 1$

isto é, considerando-se essencialmente números de Mach pequenos poder-se-á desenvolver em série binomial a expressão resultante

$$\frac{p_t}{p} = \left[1 + \frac{k-1}{2} Ma^2 \right]^{\frac{k}{k-1}} = \left(1 + \epsilon \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

obtendo-se

$$(1 + \epsilon)^{\frac{k}{k-1}} = 1 + \frac{k}{k-1} \epsilon + \frac{k}{k-1} \frac{k-1}{1.2} \epsilon^2 + \dots$$

ou, substituindo o valor de ϵ e simplificando:

$$\frac{p_t}{p} = (1 + \epsilon)^{\frac{k}{k-1}} = 1 + \frac{k}{2} Ma^2 + \frac{k}{8} Ma^4 + \dots$$

$$\text{ou ainda } p_t - p = \frac{\rho V^2}{2} \left[1 + \frac{Ma^2}{4} + \dots \right]$$

Tem-se assim o critério de compressibilidade procurado, através do qual pode estabelecer-se por exemplo que para escoamentos com números de Mach da ordem de 0,3 tem-se um erro da ordem de 2% na determinação das pressões por não se considerar a compressibilidade do

fluido. De fato, para $Ma = 0,3$ resulta $Ma^2 = 0,0225$

Isto significa por exemplo que, dentro da precisão de 2% na determinação das pressões, a velocidade máxima admissível no escoamento de ar a temperatura normal para que possa ser considerado como fluido incompressível é da ordem de 100 m/s.

No estudo dos escoamentos de fluidos compressíveis em que as transformações de estado podem ser consideradas como adiabáticas e em que as velocidades de escoamento são correspondentes a $Ma \leq 0,3$ adotam-se sempre o critério de assimilá-los a fluidos incompressíveis, para maior simplicidade no estabelecimento das equações que descrevem o seu comportamento.

Cabe aqui também observar que nos escoamentos de fluidos compressíveis com elevados números de Mach (regimes hipersônicos) não mais é possível permanecer válida a hipótese do contínuo, o que faz com que o tratamento analítico a ser adotado para o seu estudo tenha de ser outro, bastante diverso. De fato, a Teoria Cinética Molecular mostra que a ordem de grandeza da velocidade molecular média V_m é a mesma da velocidade local V_a e que a ordem de grandeza do coeficiente de viscosidade μ é a mesma do produto $\rho V_m c$ onde c é o caminho livre molecular médio. Assim, o número de Reynolds do escoamento com velocidade V , referido à dimensão característica l é

$$Rey = \frac{\rho V l}{\mu} \sim \frac{V}{V_a} \frac{l}{c}$$

ou

$$\frac{l}{c} \sim \frac{Rey}{Ma}$$

Vê-se, portanto, que quando os números de Mach forem suficientemente elevados (ou também os números de Reynolds suficientemente pequenos) resultará que o caminho livre molecular médio será da ordem de grandeza da menor dimensão significativa do escoamento, não mais podendo ser aplicada a hipótese do contínuo ao escoamento.

5 - SEGUNDO PRINCÍPIO DA TERMODINÂMICA

5.1 - Generalidades

Ao se fazer o estudo do Primeiro Princípio da Termodinâmica introduziu-se o conceito de transformação limite, isto é, da transformação de estado constituída por uma série de estados de equilíbrio entre o sistema e o meio. No estudo do Segundo Princípio introduziu-se análogamente outro conceito de fundamental importância, qual seja, o de transformações reversíveis.

Fixados assim dois estados quaisquer (1) e (2) de um sistema termodinâmico, definem-se as transformações reversíveis como sendo as transformações limites que apresentam a possibilidade de serem realizadas indiferentemente em um qualquer dos dois sentidos (1) \rightarrow (2) ou (2) \rightarrow (1) de tal modo que não só o sistema como também o meio passe pelos mesmos estados intermediários em cada um dos sentidos.

Se bem que as transformações limites possam ser realizadas praticamente com bastante aproximação, o mesmo não acontece em geral com as transformações reversíveis, devido às "*causas de irreversibilidade*" que intervêm nas transformações reais, não permitindo que os mesmos estados intermediários sejam atingidos simultaneamente pelo sistema e pelo meio ao se percorrer o caminho inverso.

Destacam-se dentre essas causas de irreversibilidade as chamadas "*dissipações de energia*" tais como:

- a) - os atritos inevitáveis nos casos de deslocamentos de sólidos ou escoamentos de fluidos.
- b) - as turbulências e turbilhonamentos eventuais nos escoamentos de fluidos.

Além dessas dissipações são também causas de irreversibilidade certas tendências naturais observadas nos fenômenos, tais como:

- c) - a tendência da transmissão do calor do sistema ao meio, ou vice-versa, se dar no sentido dos gradientes negativos de temperatura.

d) - a tendência unidirecional de transformações do tipo da "expansão livre", etc.

É útil observar que, a grosso modo, poder-se-ia dizer também que as chamadas dissipações de energia resultam de tendências unidirecionais observadas nos fenômenos.

As transformações que apresentam tendência unidirecional para a sua realização dizem-se "não invertíveis" e, pela definição apresentada para as transformações reversíveis, resulta também serem irreversíveis.

Por outro lado, chamam-se "invertíveis" as transformações que não apresentam tendência unidirecional para a sua realização. Segue-se então que nem tôdas as transformações invertíveis são também reversíveis. Para uma transformação invertível ser também reversível é necessário removerem-se as causas da irreversibilidade correspondentes às dissipações de energia.

Resulta portanto que o conceito de transformação reversível corresponde a uma extrapolação análoga à que foi feita ao se introduzirem as transformações limites no estudo do Primeiro Princípio. De fato, desde que precauções especiais possam ser tomadas para fazer com que as dissipações de energia nas transformações limites invertíveis sofridas pelos sistemas termodinâmicos sejam tão pequenas quanto se queira, tais transformações tenderão a se aproximar das transformações definidas anteriormente como reversíveis. Na prática consegue-se reduzir consideravelmente as dissipações de energia mediante dimensionamento correto e lubrificação adequada das partes componentes dos sistemas termodinâmicos em transformação.

Definem-se ainda outros conceitos necessários para a apresentação do Segundo Princípio. Assim, por exemplo *fonte de calor* é qualquer sistema, externo ao que se considera, com o qual há possibilidade de se efetuarem trocas de calor. A menos que haja expressa referência em contrário, as fontes de calor serão sempre supostas isotérmicas, independentemente das trocas de calor efetuadas com o sistema.

Máquina ideal é a máquina sem atritos que pode ser

perfeitamente isolada tèrmicamente do exterior.

De uma maneira geral as máquinas tèrmicas consideradas neste item, não havendo referênciã expressa em contrário, serão máquinas motoras, produzindo trabalho a custa de uma quantidade de calor retirada do meio. Serão *máquinas monotérmicas* quando trocarem calor com uma só fonte; serão *ditérmicas* quando trocarem calor com duas fontes.

5.2 - Expressões dos enunciados do Segundo Princípio

5.2.1 - CICLOS MONOTÉRMICOS

Ao se estabelecer o enunciado do Primeiro Princípio da Termodinâmica ressaltou-se a impossibilidade da construção do chamado "*motocontínuo de primeira espécie*", isto é, da máquina ideal que, percorrendo um ciclo produz trabalho sem alterar em nada o meio exterior. O próprio enunciado do Primeiro Princípio poderia ser pôsto sob a afirmação de ser impossível a construção do motocontínuo de primeira espécie seguindo-se então tôdas as consequências já anteriormente obtidas.

Observações experimentais realizadas a respeito do funcionamento das máquinas a vapor alternativas (que foram realmente as primeiras máquinas tèrmicas postas em ação com a finalidade de transformar calor em trabalho) com o objetivo de melhorar o seu rendimento, gradativamente levaram também à indução do chamado "*Segundo Princípio da Termodinâmica*". Por esta razão histórica a apresentação clássica do Segundo Princípio é feita com a introdução dos conceitos de ciclo e de fontes quente e fria, abstrações estas correspondentes aos elementos constitutivos das instalações tèrmicas de *tentão* - caldeiras e condensadores.

É de interêsse ressaltar que tanto o Primeiro como o Segundo Princípios repousam inteiramente sôbre base experimental, tendo sido ambos induzidos a partir de observações experimentais, apresentando portanto o mesmo grau de certeza.

De maneira análoga ao Primeiro Princípio, o enunciado do Segundo Princípio pode ser pôsto sob a afirmação de ser impossível a realização do "motocontínuo de segunda espécie". Sob a denominação de motocontínuo de segunda espécie compreendem-se tôdas as máquinas ideais que, percorrendo um ciclo transformem em trabalho todo o calor retirado de uma só fonte, (máquinas monotérmicas). Resume-se portanto o enunciado do Segundo Princípio na seguinte afirmação: "*É impossível uma máquina térmica produzir trabalho ao percorrer um ciclo trocando calor sômente com uma fonte de calor isotérmica*".

Este enunciado do Segundo Princípio, conhecido como enunciado de Ostwald, Kelvin ou Planck, em sua essência declara que as transformações cíclicas monotérmicas apresentam tendência unidirecional para sua realização.

De fato, a partir do Primeiro Princípio sabe-se sômente que, numa máquina monotérmica que percorre um ciclo, deve haver equivalência entre o calor Q trocado e o trabalho total L executado, de tal maneira que $L = -Q$. O Primeiro Princípio exige tão sômente essa equivalência, nada dizendo sôbre a possibilidade da máquina receber calor do meio e o transformar em trabalho, ou vice-versa. O Segundo Princípio, entretanto, estabelece que tal ciclo monotérmico só é possível num sentido - a máquina deve receber o trabalho L e o transformar em calor Q a ser trocado com a fonte de calor única.

As conclusões que se podem tirar dêsse fato são de enorme importância, como se pode evidênciar nos fatos seguintes.

5.2.2 - CICLOS DITÉRMICOS

O enunciado de Ostwald para o Segundo Princípio, deixou patente a impossibilidade definida de construção de uma máquina térmica (mesmo considerada sem atrito e perfeitamente isolada) com rendimento unitário. De fato o Segundo Princípio enunciado daquela maneira exige que uma parcela $Q_2 \neq 0$ da quantidade de calor Q_1 retirada de uma fonte quente seja cedida pelo menos a outra fonte por uma máquina que percorra um ciclo (figura 5.1).

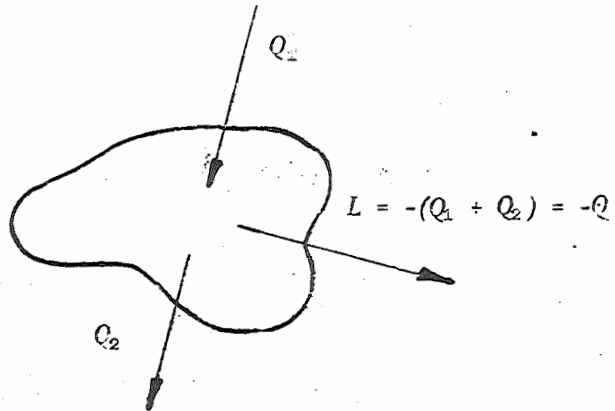


Fig. 5.1

Verificada assim a impossibilidade da existência da máquina monotérmica que transforme em trabalho o calor retirado de uma só fonte, (motocontínuo de segunda espécie) procede-se o estudo da máquina térmica mais simples imaginável, isto é, da máquina ditérmica que percorre um ciclo entre uma fonte quente e uma fonte fria.

Sendo então Q a quantidade de calor transformada no trabalho L pela máquina ditérmica, e estabelecendo o Primeiro Princípio aplicado às transformações cíclicas que $-L = Q$, resulta

$$-L = Q = Q_1 + Q_2$$

e portanto o rendimento térmico do ciclo em questão

$$\eta = \frac{-L}{Q_1} = 1 + \frac{Q_2}{Q_1} \quad (\text{eq.5.1})$$

evidenciando ser

$$\eta < 1$$

Tal fato é realmente bastante conhecido dos construtores e projetistas, que só excepcionalmente têm conseguido rendimentos acima de 40 % oscilando usualmente em torno dos 25 a 30%.

O Primeiro Teorema de Carnot afirma que dentre todas as máquinas ditérmicas que trabalham entre as mes-

mas fontes de calor é a máquina reversível a que apresenta o maior rendimento.

De fato, seja o sistema S_1 constituído por uma máquina térmica qualquer trabalhando entre duas fontes de calor isotérmicas (figura 5.2). Considere-se também o sistema S_2 , formado por uma máquina térmica reversível trabalhando entre as mesmas fontes de calor anteriores. Supondo que as quantidades de calor retiradas da fonte quente pelas duas máquinas ao percorrerem os seus ciclos respectivos sejam as mesmas, e negando-se a tese resulta

$$\eta < \eta'$$

ou

$$\frac{-L}{Q_1} > \frac{-L'}{Q_1'}$$

ou ainda

$$-L > -L'$$

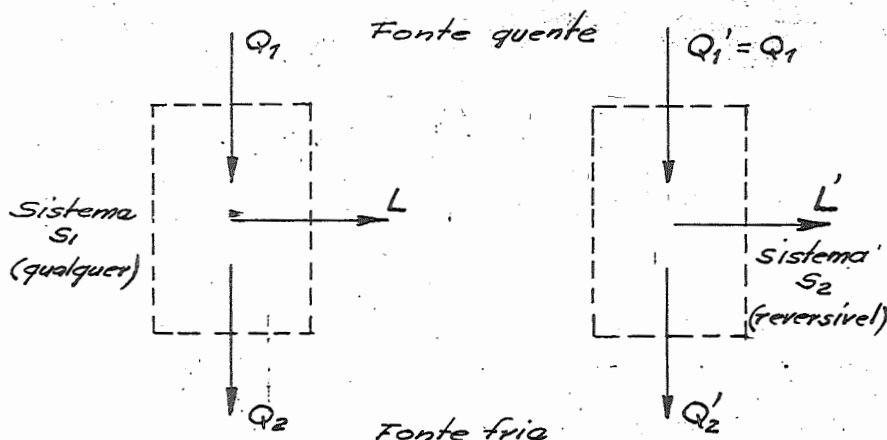


Fig. 5.2

Conseqüentemente, invertendo as transformações sofridas pelo sistema S_2 tem-se o balanço de energias esquematizado na figura 5.3, sendo possível obter-se o sistema S_3 , formado pelo conjunto de S_1 e S_2 que, percorrendo um ciclo, produz trabalho trocando calor com uma só fonte térmica, em contradição com o Segundo Princípio. Demonstra-se assim, por absurdo, o Primeiro Teorema de Carnot.

FONTE QUENTE

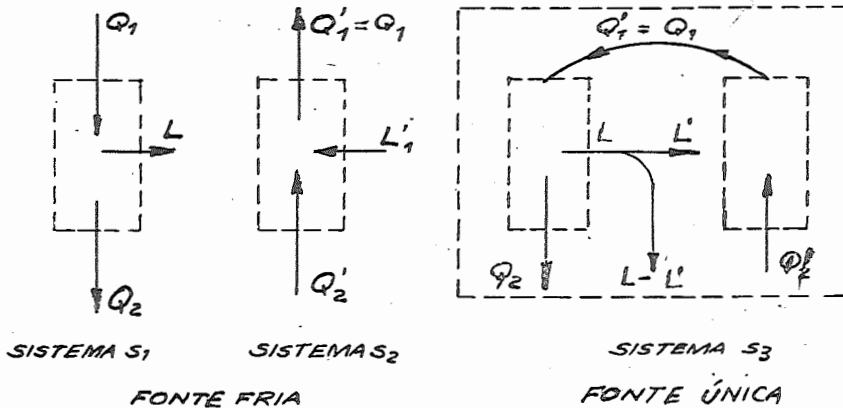


Fig. 5.8

A restrição feita inicialmente, de ser $Q_1^r = Q_1$ para os sistemas S_1 e S_2 ao percorrerem um ciclo não impede que o mesmo raciocínio seja válido quando não for possível satisfazê-la. Basta nesse caso determinar os números m e n tais que $mQ_1 = nQ_1^r$ de modo que, enquanto S_3 percorre um ciclo, S_2 percorre n ciclos e S_1 m ciclos, aplicando-se integralmente o raciocínio anterior.

Em seguida demonstra-se o *Segundo Teorema de Carnot*, que afirma serem iguais entre si os rendimentos de todas as máquinas ditérmicas reversíveis que trabalhem entre as mesmas fontes de calor.

De fato, supondo que o sistema S_1 introduzido na demonstração anterior seja constituído por uma máquina térmica reversível, resulta que pelo Primeiro Teorema de Carnot não pode ser nem $\eta > \eta'$ nem $\eta < \eta'$ concluindo-se portanto que necessariamente deve ser nesse caso $\eta = \eta'$.

Isto pôsto, observando-se que os rendimentos das máquinas ditérmicas reversíveis são independentes do ciclo percorrido pelo fluido, do fluido que se transforma, e também do próprio tipo de máquina, tem-se a possibilidade de calcular o seu valor mediante a escolha de um fluido determinado e a adoção de um ciclo particular para a transformação. Escolhendo-se, por simpli-

cidade, dentre os fluidos os gases perfeitos, e dentre os ciclos aquele constituído por duas isotermas e duas adiabáticas reversíveis (ciclo de Carnot) determinam-se as quantidades de calor Q_1 e Q_2 trocados respectivamente com as fontes quente (T_1) e fria (T_2), nas transformações isotérmicas (figura 5.4).

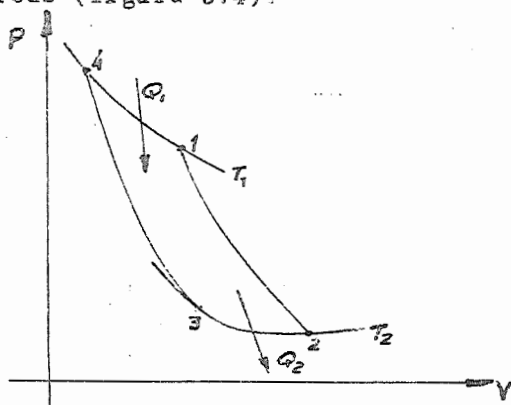


Fig. 5.4

De fato, sendo pelo Primeiro Princípio

$$dQ = dU + p dv = c_v dT + p dv$$

ou, para a transformação isotérmica

$$dQ = p dv = R T \frac{dv}{v}$$

resulta

$$Q_1 = R T_1 \int_4^1 \frac{dv}{v} = R T_2 \ln \frac{v_1}{v_4}$$

e

$$Q_2 = R T_2 \int_2^3 \frac{dv}{v} = R T_2 \ln \frac{v_3}{v_2}$$

Como também pela equação das adiabáticas reversíveis tem-se

$$\frac{v_1}{v_4} = \frac{v_2}{v_3}$$

segue-se que

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1}$$

ficando portanto determinado o valor do rendimento procurado (rendimento teórico η_{th}):

$$\eta_{th} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (\text{eq. 5.3})$$

Pode então enunciar-se o Segundo Teorema de Carnot da seguinte maneira: "O rendimento comum η_{th} de todas as máquinas térmicas ideais susceptíveis de descreverem ciclos quaisquer entre duas fontes de temperaturas respectivamente iguais a T_1 e T_2 , é dado pela expressão

$$\eta_{th} = 1 - \frac{T_2}{T_1} "$$

Antes de prosseguir convém lembrar que a introdução do conceito de máquina térmica ideal é feita propositalmente com a finalidade de ressaltar que a impossibilidade da existência do motocontínuo de segunda espécie não é decorrente da existência inevitável de atritos e dissipações sofridas durante a transformação cíclica, mas sim de uma limitação inerente à própria natureza dos fenômenos térmicos.

Resulta ainda que o rendimento teórico η_{th} efetivamente nunca poderá ser atingido pelas máquinas térmicas reais, em que estão envolvidas dissipações por atrito e turbilhonamento. Constitui portanto o rendimento η_{th} somente um limite superior para os rendimentos das máquinas térmicas, infelizmente bastante distante dos valores atingidos mesmo, em nossos dias, com os mais avançados recursos técnicos. Exemplificando, nas turbinas a gás em que se conseguem temperaturas T_1 da ordem dos 1100°K ter-se-ia $\eta_{th} = 1 - \frac{300}{1100} = 0,63$ valor êste imensamente maior do que os usualmente obtidos mesmo nas instalações mais elaboradas.

Pode então afirmar-se que o rendimento das máquinas reais será sempre menor do que o rendimento teórico η_{th} , ou, em outras palavras, que o rendimento η_{th} é o máximo possível de ser atingido por uma máquina ditérmica que trabalhe entre as temperaturas T_1 e T_2 .

Tendo-se portanto para as máquinas ditérmicas reais

$$\eta \leq \eta_{th}$$

e sendo pela equação 5.1

$$\eta = 1 + \frac{Q_2}{Q_1}$$

e pela equação 5.3

$$\eta_{th} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

conclui-se que, quando as transformações são irreversíveis, tem-se

$$\frac{Q_2}{Q_1} < - \frac{T_2}{T_1}$$

ou

$$\frac{Q_2}{T_2} + \frac{Q_1}{T_1} < 0 \quad (\text{eq. 5.4})$$

resultado êste de bastante interêsse na generalização do Segundo Princípio aos ciclos quaisquer.

A análise termodinâmica dos ciclos ditérmicos simplifica-se muitas vêzes mediante a formulação do Segundo Princípio apresentada por Clausius e resumida no enunciada: "*É impossível, para um sistema que percorre um ciclo, produzir como único efeito a transmissão de calor de uma fonte fria para uma fonte quente*".

Observa-se que os enunciados de Ostwald e de Clausius para o Segundo Princípio são inteiramente equivalentes. De fato, qualquer sistema que violar o enunciado de Ostwald violará também o de Clausius, e vice-versa, como fãcilmente se demonstra.

Suponha-se para isso um sistema S_1 que, por hipótese, ao percorrer um ciclo produza como único efeito a transmissão de calor de uma fonte fria para uma fonte quente (figura 5.5), contrariando o enunciado de Clausius. Considere-se a seguir um outro sistema S_2 que, ao percorrer um ciclo, receba da fonte quente aquela mesma quantidade de calor por hipótese transmitida da fonte fria à fonte quente pelo sistema S_1 . Os dois sistemas S_1 e S_2 reunidos constituirão então um terceiro sistema que percorre um ciclo produzindo trabalho e trocando

calor somente com uma fonte de calor isotérmica, contrariando portanto o enunciado de Ostwald.

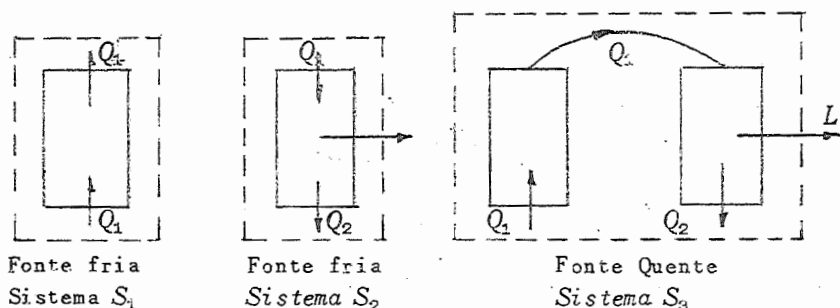


Fig. 5.5

Vice-versa, suponha-se que um sistema S_2 ao percorrer um ciclo produza trabalho trocando calor por hipótese somente com uma fonte de calor isotérmica (fig. 5.6). Considere-se ainda o sistema S_2 que recebe o trabalho produzido pelo sistema S_1 e percorre um ciclo retirando calor da mesma fonte de calor anterior (fonte fria) e cedendo calor a outra fonte quente. Os dois sistemas S_1 e S_2 reunidos constituirão um terceiro sistema que, percorrendo um ciclo, produzirá como único efeito a transmissão de calor da fonte fria para a fonte quente.

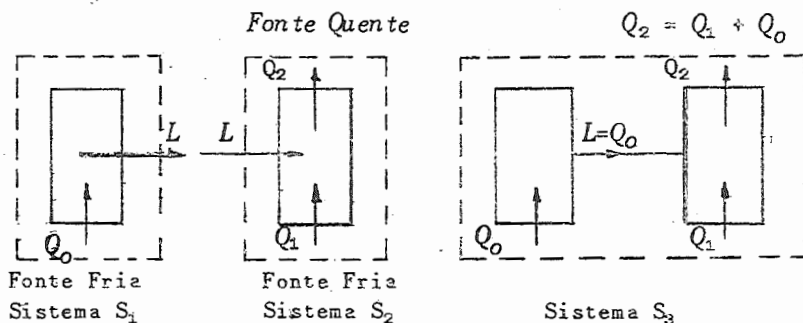


Fig. 5.6

5.3 - CONCEITO DE ENTROPIA

Decompondo-se em ciclos ditérmicos elementares um ciclo genérico percorrido pelo fluido que se transforma reversivelmente trocando calor com um número qualquer

de fontes (figura 5.7) pode escrever-se para cada um dos ciclos elementares a equação 5.2.

$$\frac{dQ_1}{T_1} + \frac{dQ_2}{T_2} = 0$$

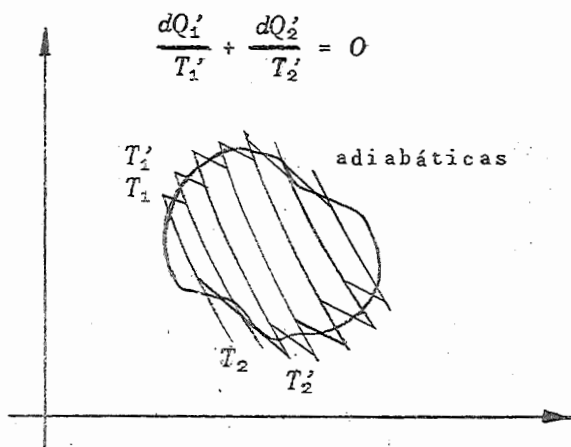


Fig. 5.7

Considerando-se o ciclo todo resulta a chamada integral de Clausius

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0$$

válida para as transformações reversíveis e portanto aplicável também às máquinas térmicas ideais.

Introduz-se então a função entropia S através da equação de definição $dS = \frac{dQ}{T}$ observando-se que dS é diferencial exata e portanto S é função de ponto, inteiramente determinada pelo estado do sistema. De maneira análoga às funções Energia Interna e Entalpia, é também a Entropia definida a menos de uma constante aditiva.

$$S_2 = S_1 + \int_1^2 \frac{dQ}{T}$$

Justifica-se que, para $T = 0$ pode adotar-se $S = 0$ ficando portanto determinado o valor da entropia para um sistema de estado conhecido.

Deve observar-se que a integração indicada só tem significado com a suposição de ser reversível a transformação considerada, pois pela própria definição dada à entropia não tem significado afirmar que $\int_1^2 \frac{dQ}{T}$

através de um caminho irreversível seja igual a

$$\int_1^2 dS = S_2 - S_1$$

Entretanto, sendo S função de ponto o seu valor depende somente do estado do sistema no ponto, podendo dizer-se que, dados dois estados quaisquer sempre será possível obter a diferença $S_2 - S_1$ independentemente da transformação (1) \rightarrow (2) ter sido realizada reversível ou irreversivelmente.

Seguindo o mesmo caminho que conduziu à integral de Clausius, considerando porém as máquinas reais e as transformações irreversíveis, a equação 5.4 permite obter a desigualdade de Clausius estendida aos ciclos irreversíveis quaisquer

$$\oint \frac{dQ}{T} < 0$$

que constitui a generalização do Segundo Princípio aplicável aos ciclos quaisquer.

5.4 - Transformações adiabáticas e isentrópicas

A introdução da função entropia permite obter resultados de grande interesse no estudo das máquinas térmicas em geral, especialmente com relação às transformações adiabáticas reais, que se realizam nos diversos elementos de máquinas de fluxo e nos cilindros das máquinas alternativas.

Considerando-se então uma transformação adiabática real do estado (1) ao estado (2), sendo $dQ = 0$ resulta

$$\int_1^2 \frac{dQ}{T} = 0$$

Observe-se que $\int_1^2 \frac{dQ}{T}$ neste caso não é igual à diferença das entropias $S_2 - S_1$ devido ao fato da transformação considerada ser irreversível.

Voltando-se do estado (2) ao estado (1) através de uma transformação reversível qualquer forma-se um ciclo

irreversível (1) $\xrightarrow{\text{irrev}}$ (2) $\xrightarrow{\text{rev}}$ (1) podendo então afirmar-se que

$$\oint \frac{dQ}{T} < 0$$

Sendo

$$\oint \frac{dQ}{T} = \int_1^2 \frac{dQ}{T} + \int_2^1 \frac{dQ}{T}$$

e como já foi visto que através do caminho irreversível (1) \rightarrow (2) tem-se

$$\int_1^2 \frac{dQ}{T} = 0$$

resulta que através do caminho reversível (2) \rightarrow (1), de ver-se-á ter

$$\int_2^1 \frac{dQ}{T} < 0$$

Entretanto, como

$$\int_2^1 \frac{dQ}{T} = \int_2^1 dS = S_1 - S_2$$

devido ao fato de ser reversível a transformação (2) \rightarrow (1), conclui-se que $S_2 > S_1$, isto é, que a entropia sempre cresce nas transformações adiabáticas irreversíveis.

Sob a forma diferencial pode escrever-se então $dS > 0$ para as transformações adiabáticas irreversíveis, e também para os sistemas isolados $\Sigma dS > 0$ estendendo-se a somatória a todos os componentes do sistema isolado que se considera.

É conveniente adotar-se para as transformações adiabáticas reversíveis, em que $dS = 0$, a denominação de "isentrópicas", reservando para as irreversíveis a denominação de "adiabáticas" simplesmente. A menos que haja expressa referência em contrário, é o que se fará nos itens seguintes.

6 - TRANSFORMAÇÕES DE ESTADO - DOS SISTEMAS

FECHADOS ESTACIONÁRIOS

6.1 - Estudo Analítico

6.1.1 - GASES PERFEITOS

No estudo analítico das transformações de estado dos sistemas termodinâmicos consideram-se separadamente os casos dos gases perfeitos e dos gases reais. Divide-se ainda o estudo destes últimos em duas partes, dependendo do gás estar sob forma de vapor saturado ou vapor superaquecido.

O estudo feito a seguir para os gases perfeitos aplica-se com aproximação também às transformações dos vapores superaquecidos, com tanto maior precisão quanto melhor sejam satisfeitas as condições de afastamento da temperatura crítica.

Sendo de interesse conhecerem-se as variações das energias tôdas postas em jôgo em uma transformação reversível genérica, para então proceder-se a sua análise, resulta ser conveniente a obtenção das expressões do trabalho e do calor trocados na transformação reversível entre os estados inicial (1) e final (2). Da mesma maneira será conveniente também a obtenção das variações das diversas funções termodinâmicas já introduzidas anteriormente: energia interna, entalpia e entropia. Observe-se que tôdas as expressões procuradas deverão vir dadas em função das variáveis de estado, que realmente caracterizam o estado do sistema tanto em (1) como em (2).

Assim sendo, e considerando-se as definições das funções termodinâmicas, bem como do trabalho, e a expressão do Primeiro Princípio, resulta para cada uma das transformações particulares (1)→(2):

A - Transformação isobárica ($p = \text{cte}$)

$$L = - \int_1^2 p dv = p(v_2 - v_1)$$

$$Q = \int_1^2 C_p dT = C_p(T_2 - T_1)$$

$$\Delta u = \int_1^2 C_v dT = C_v(T_2 - T_1)$$

$$\Delta h = \int_1^2 C_p dT = Q = C_p(T_2 - T_1)$$

$$\Delta s = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \int_1^2 C_p \frac{dT}{T} = C_p \ln \frac{T_2}{T_1} = C_p \ln \frac{v_2}{v_1}$$

B - Transformação isoçórica ($v = \text{cte}$)

$$L = 0$$

$$Q = \int_1^2 dq = \int_1^2 du = \int_1^2 C_v dT = C_v(T_2 - T_1)$$

$$\Delta u = \int_1^2 C_v dT = Q = C_v(T_2 - T_1)$$

$$\Delta h = \int_1^2 C_p dT = C_p(T_2 - T_1)$$

$$\Delta s = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \int_1^2 C_v \frac{dT}{T} = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} = C_v \ln \frac{p_2}{p_1}$$

C - Transformação isotérmica ($T = \text{cte}$)

$$L = - \int_1^2 p dv = - \int_1^2 p v \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{p_2}{p_1}$$

$$Q = -L = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2}$$

$$\Delta u = 0$$

$$\Delta h = 0$$

$$\Delta s = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \int_1^2 \frac{pdv}{T} = R \ln \frac{v_2}{v_1} = R \ln \frac{p_1}{p_2}$$

D - Transformação isoentrópica ($dq=0$, $pv^k = \text{cte}$)

$$L = - \int_1^2 p dv = - p v^k \int_1^2 \frac{dv}{v^k} = - \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{k - 1}$$

$$Q = 0$$

$$\Delta u = \int_1^2 C_v dT = C_v (T_2 - T_1) = - \int_1^2 p dv = L = - \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{k - 1}$$

$$\Delta h = \int_1^2 C_p dT = C_p (T_2 - T_1)$$

$$\Delta s = 0$$

6.1.2 - VAPORES SATURADOS

No estudo dos sistemas heterogêneos constituídos pelos vapores saturados torna-se necessário introduzir o título x de vapor saturado para a caracterização completa da equação de estado. Define-se então o título do vapor saturado como a relação entre o peso do vapor contido na mistura para o peso da mistura líquido+vapor.

por. Chamando-se de G_v o pêsô do vapor e de G_l o pêsô do líquido respectivamente contidos na mistura tem-se

$$x = \frac{G_v}{G_v + G_l}$$

Referindo-se tôdas as variáveis de estado à unidade de pêsô do sistema termodinâmico, como costumeiramente, sendo portanto $G_v + G_l = 1$, resulta que $x = G_v$, isto é, o título x é igual ao pêsô de vapor existente na unidade de pêsô da mistura. Título zero significa portanto ausência de vapor no sistema; título um significa ausência de líquido no sistema.

Determina-se então facilmente a expressão do volume específico do vapor saturado a partir dos volumes específicos do líquido ($x = 0$) e do vapor ($x = 1$). De fato, sendo v' o volume específico do líquido e v'' o volume específico do vapor, resulta que os volumes ocupados respectivamente pelo líquido e pelo vapor contidos na unidade de pêsô da mistura vêm dados por

$$vol_l = (1 - x)v'$$

$$vol_v = xv''$$

e portanto o volume específico da mistura, sendo $G_l + G_v = 1$ será

$$v = (1 - x)v' + xv'' = v' + x(v'' - v')$$

Calculam-se as expressões das funções termodinâmicas u , h e s para o vapor saturado considerando separadamente as parcelas correspondentes à fase líquida e ao vapor

Assim, sendo u' a energia interna do líquido e u'' a do vapor, para o vapor saturado sêco ter-se-á

$$u = u' + x(u'' - u')$$

com $u'' - u' = u_0$ igual ao calor interno de vaporização do fluido.

Analogamente determina-se a entalpia da mistura com a expressão

$$h = h' + x(h'' - h')$$

onde $h'' - h' = h_0$ é o calor total de vaporização do fluido.

Da mesma maneira obtém-se a entropia da mistura

$$s = s' + x(s'' - s')$$

Com $s'' - s' = h_o/T_v$ sendo T_v a temperatura de vaporização correspondente ao estado em que se encontra o fluido.

Encontram-se nas tabelas (Hütte I, por exemplo) os valores das diferenças ($v'' - v'$), $u_o = u'' - u'$, $h_o = h'' - h'$ e $h_o/T_v = s'' - s'$ colocados em função das temperaturas de vaporização, para os diversos vapores saturados de emprego usual nas aplicações. A título de observação ressalta-se ainda que é necessário tomar-se sempre a precaução de verificar qual a temperatura tomada como origem de integração para a obtenção das funções termodinâmicas u' , h' e s'' nas diversas tabelas manuseadas, para evitar confusões e enganos nas aplicações práticas, pois nem todos os autores são unânimes em adotar como referência o zero absoluto.

Resumem-se a seguir as expressões do trabalho e da quantidade de calor trocados, bem como das variações das funções termodinâmicas u , h e s nas transformações reversíveis dos vapores saturados.

A - Transformação isobárica e isotérmica ($p = \text{cte}$, $T = \text{cte}$)

$$L = \int_1^2 p dv = p(v_2 - v_1)$$

$$Q = \Delta u + p \Delta v = \Delta(u + pv) = \Delta h = h_o(x_2 - x_1)$$

$$\Delta u = (h' + u_o x_2) - (h' + u_o x_1) = u_o(x_2 - x_1)$$

$$\Delta h = (h' + h_o x_2) - (h' + h_o x_1) = h_o(x_2 - x_1)$$

$$\Delta s = \left(s' + \frac{h_o}{T_v} x_2\right) - \left(s' + \frac{h_o}{T_v} x_1\right) = \frac{h_o}{T_v} (x_2 - x_1)$$

B - Transformação isocórica

($v = cte$)

$$L = 0$$

$$Q = \Delta u = (u_2' + u_{o_2} x_2) - (u_1' + u_{o_1} x_1)$$

$$\Delta u = (u_2' + u_{o_2} x_2) - (u_1' + u_{o_1} x_1)$$

$$\Delta h = (h_2' + h_{o_2} x_2) - (h_1' + h_{o_1} x_1)$$

$$\Delta s = \left(s_2' + \frac{h_{o_2}}{T_{v_2}} x_2 \right) - \left(s_1' + \frac{h_{o_1}}{T_{v_1}} x_1 \right)$$

C - Transformação isoentrópica ($dq = 0$, $pv^k = cte$)

$$L = \Delta u = (u_2' + u_{o_2} x_2) - (u_1' + u_{o_1} x_1)$$

$$Q = 0$$

$$\Delta u = (u_2' + u_{o_2} x_2) - (u_1' + u_{o_1} x_1)$$

$$\Delta h = (h_2' + h_{o_2} x_2) - (h_1' + h_{o_1} x_1)$$

$$\Delta s = 0$$

D - Transformação a título constante ($x = cte$)

$$\Delta u = (u_2' - u_{o_2} x) - (u_1' + u_{o_1} x) = (u_2' - u_1') + x(u_{o_2} - u_{o_1})$$

$$\Delta h = (h_2' + h_{o_2} x) - (h_1' + h_{o_1} x)$$

$$\Delta s = (s_2' - s_1') + x \left(\frac{h_{o_2}}{T_{v_2}} - \frac{h_{o_1}}{T_{v_1}} \right)$$

Conhecendo-se o trabalho L obtém-se a quantidade de calor Q a partir do Primeiro Princípio: $Q = \Delta u = L$. Entretanto só é possível obter-se analiticamente o trabalho para as condições $x > 0,5$ e $p < 2 \cdot 10^5 \text{Kgf/m}^2$, pois só então é válida a equação

$$p^{0,957} v = 1,787 x$$

que relaciona as variáveis de estado entre si permitindo a integração de $p dv$. Para condições fora daquelas limitações não é possível uma obtenção fácil do trabalho L e conseqüentemente da quantidade de calor Q .

6.1.3 - VAPORES SUPERAQUECIDOS

Como já foi ressaltado, os vapores superaquecidos comportam-se, com aproximação, de acordo com a lei dos gases perfeitos. Obtém-se então as expressões para as diversas funções termodinâmicas u , h e s correspondentes ao vapor superaquecido à temperatura T e pressão p , mediante a consideração da sua transformação isobárica a partir do estado de vapor saturado sêco, portanto nas condições de pressão p e temperatura T_v . Resulta assim

$$u = u'' + c_v(T - T_v)$$

$$h = h'' + c_p(T - T_v)$$

$$s = s'' + c_p \ln \frac{T}{T_v}$$

e da mesma maneira também o volume específico

$$v = v'' + \frac{R}{p} (T - T_v)$$

Observe-se que nas aplicações dessas expressões aos gases reais é necessário tomarem-se os calores específicos c_p e c_v médios nos intervalos de temperatura envolvidos nas transformações, para se conseguir maior aproximação da realidade.

Podem assim ser escritas as expressões do trabalho e do calor trocados, e das variações das funções termodinâmicas u , h e s nas transformações reversíveis dos vapores superaquecidos.

A - Transformação isobárica ($p = cte$)

$$L = \int_1^2 p \, dv = p(v_2 - v_1)$$

$$Q = \int_1^2 c_p \, dT = c_p(T_2 - T_1)$$

$$\Delta u = (u' + u_0 + \int_{T_v}^{T_2} c_v \, dT) - (u' + u_0 + \int_{T_v}^{T_1} c_v \, dT) = c_v(T_2 - T_1)$$

$$\Delta h = (h' + h_0 + \int_{T_v}^{T_2} c_p \, dT) - (h' + h_0 + \int_{T_v}^{T_1} c_p \, dT) = c_p(T_2 - T_1)$$

$$\Delta s = (s' + \frac{h_0}{T_v} + \int_{T_v}^{T_2} c_p \frac{dT}{T}) - (s' + \frac{h_0}{T_v} + \int_{T_v}^{T_1} c_p \frac{dT}{T}) = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}$$

B - Transformação isocórica ($v = cte$)

$$L = 0$$

$$Q = \int_1^2 c_v \, dT = c_v(T_2 - T_1)$$

$$\Delta u = (u'_2 + u_{02} + \int_{T_{v2}}^{T_2} c_v \, dT) - (u'_1 + u_{01} + \int_{T_{v1}}^{T_1} c_v \, dT) = c_v(T_2 - T_1)$$

$$\Delta h = (h'_2 + h_{02} + \int_{T_{v2}}^{T_2} c_p \, dT) - (h'_1 + h_{01} + \int_{T_{v1}}^{T_1} c_p \, dT) = c_p(T_2 - T_1)$$

$$\Delta s = (s'_2 + \frac{h_{02}}{T_{v2}} + \int_{T_{v2}}^{T_2} c_p \frac{dT}{T}) - (s'_1 + \frac{h_{01}}{T_{v1}} + \int_{T_{v1}}^{T_1} c_p \frac{dT}{T}) = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}$$

C - Transformação isotérmica ($T = \text{cte}$)

$$L = - \int_1^2 p \, dv = - \int_1^2 p v \frac{dv}{v} = R T \ln \frac{v_1}{v_2} = R T \ln \frac{p_2}{p_1}$$

$$Q = -L = R T \ln \frac{v_2}{v_1} = R T \ln \frac{p_1}{p_2}$$

$$\Delta u = 0$$

$$\Delta h = 0$$

$$\Delta s = (s_2' + \frac{r_{o_2}}{T_{v_2}} + \int_{T_{v_2}}^{T_2} \frac{c_p}{T} dT) - (s_1' + \frac{r_{o_1}}{T_{v_1}} + \int_{T_{v_1}}^{T_1} \frac{c_p}{T} dT) = R \ln \frac{p_1}{p_2}$$

D - Transformação isoentrópica ($dq = 0$, $p v^k = \text{cte}$)

$$L = - \int_1^2 p \, dv = - \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{k - 1}$$

$$Q = 0$$

$$\Delta u = (u_2' + u_{o_2} + \int_{T_{v_2}}^{T_2} c_v dT) - (u_1' + u_{o_1} + \int_{T_{v_1}}^{T_1} c_v dT) = c_v (T_2 - T_1) = L$$

$$\Delta h = (h_2' + h_{o_2} + \int_{T_{v_2}}^{T_2} c_p dT) - (h_1' + h_{o_1} + \int_{T_{v_1}}^{T_1} c_p dT) = c_p (T_2 - T_1)$$

As expressões obtidas assim para as diversas transformações de estado correspondem exatamente às obtidas anteriormente para os gases perfeitos.

De fato, na região de vapor superaquecido é válida com bastante aproximação a Lei dos gases perfeitos, e, adotando-se para os calores específicos c_p e c_v valores médios para os intervalos correspondentes de variação de temperatura, obtêm-se resultados bem próximos da realidade mediante a aplicação das expressões apresentadas.

6.2. Estudo Gráfico

6.2.1 - CONSTRUÇÃO DOS DIAGRAMAS ENTRÓPICOS

Devido ao fato de ser muito laboriosa a aplicação do processo analítico aos problemas da prática usual, lança-se mão dos chamados "diagramas entrópicos", com a finalidade de tornar mais simples o estudo das transformações de estado dos sistemas termodinâmicos.

As expressões já obtidas nos itens anteriores para as diversas transformações de estado dos gases reais permitem a obtenção de relações de dependência entre um par qualquer de variáveis escolhidas dentre as funções termodinâmicas u , h e s , e as variáveis de estado p , v , T e α . Tais relações de dependência, conhecidos experimentalmente os calores específicos em função da temperatura do sistema, possibilitam a construção gráfica das curvas correspondentes às diversas transformações de estado possíveis - a pressão constante, a volume específico constante, a temperatura constante, a entalpia constante, a entropia constante, etc.

Costumeiramente escolhe-se o par de variáveis (T, S) isto é, temperatura e entropia, para o estudo do vapor d'água. Para o ar e gases queimados bem como para o vapor d'água em transformação nas turbinas a vapor é mais conveniente o par (h, S) isto é, entalpia e entropia. Para os fluidos frigoríficos também é usual o emprêgo do par (p, h) isto é, pressão e entalpia.

Dê qualquer maneira, escolhido o par de variáveis que constituirão as coordenadas do diagrama, as expressões obtidas anteriormente para as diversas transformações de estado particulares sempre possibilitarão determinar a equação das curvas correspondentes, e assim a construção completa do diagrama.

Ilustrando, escolhido o par (T, S) para coordenadas do diagrama, constroi-se por exemplo a família de curvas das transformações isobáricas para os gases perfeitos a partir da expressão $\Delta s = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}$ já obtida,

onde c_p assume o valor médio do intervalo (T_1, T_2) determinado experimentalmente.

É assim, de maneira análoga para as outras transformações, prossegue-se sucessivamente para os vapores saturados e superaquecidos. Transportam-se então para esses "diagramas entrópicos" os resultados analíticos e experimentais que descrevem o comportamento dos fluidos possibilitando o estudo gráfico das transformações de estado com bastante rapidez e precisão suficiente para a maior parte dos problemas de Engenharia.

Reproduzem-se nas figuras 6.1, 6.2, e 6.3 os aspectos das curvas correspondentes às transformações particulares mencionadas, respectivamente nos planos (T, S) , (h, S) e (p, h) .

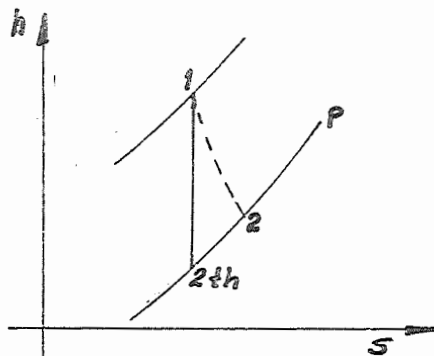
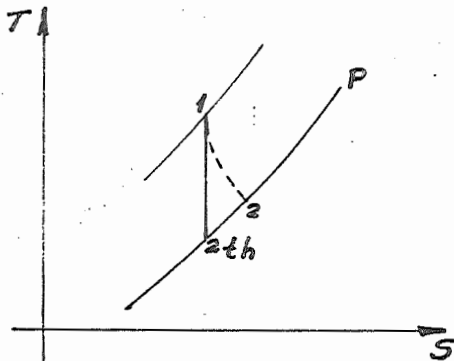
6.2.2 - UTILIZAÇÃO DOS DIAGRAMAS ENTRÓPICOS

Uma vez obtidos os diagramas entrópicos para os diversos fluidos utilizados na prática, as transformações dos sistemas termodinâmicos podem ser representadas graficamente conhecendo-se o estado inicial e uma condição final qualquer.

Dão-se alguns exemplos escolhidos ao acaso para ilustrar a sua utilização prática:

A - Expansão através de um bocal

Conhecem-se o estado inicial do fluido e a pressão final que deve ser atingida após a expansão isoentrópica. Têm-se nos diagramas (T, S) e (h, S) as transformações indicadas nas figuras 6.4 e 6.5.



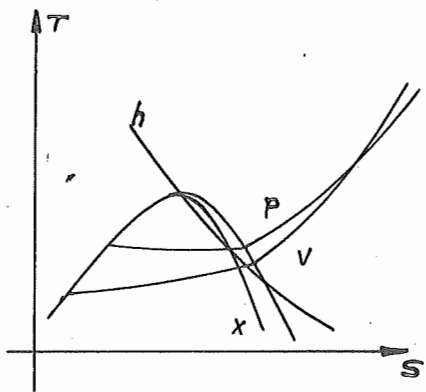


Fig. 6.1

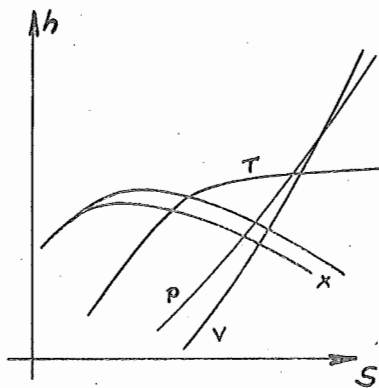


Fig. 6.2

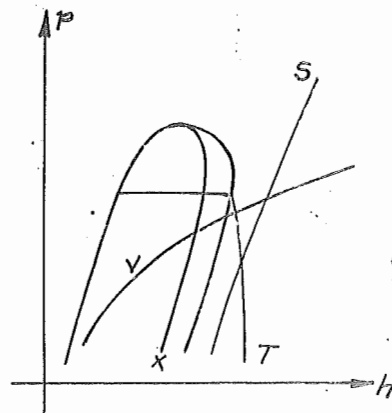


Fig. 6.3

Se a transformação fôsse adiabática e não isoentrópica não seria possível indicar nos diagramas os estados intermediários entre (1) e (2). Conhecendo-se entretanto o rendimento isoentrópico η_i da expansão para os estados intermediários é possível localizá-los no diagrama.

Da mesma forma, o conhecimento do rendimento isoentrópico da expansão total permite a localização do estado final real no diagrama

De fato, sendo por definição $\eta_i = \frac{\Delta h}{\Delta h_{th}}$ resulta que o salto térmico real Δh fica conhecido a partir de Δh_{th} e de η_i . Logo, obtendo-se nos diagramas imediatamente o valor de Δh_{th} conhecendo-se η_i , fica determinado Δh e portanto também o estado real (intermediário ou final) correspondente.

B - Compressão num difusor

Analogamente ao caso anterior conhecem-se o estado inicial e a pressão final a ser atingida após a compressão isoentrópica. Têm-se nos diagramas (T, S) e (h, S) as transformações indicadas nas figuras 7.6 e 7.7.

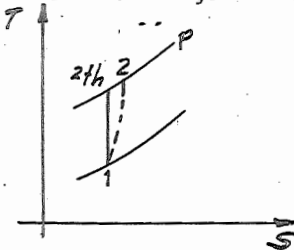


Fig. 6.6

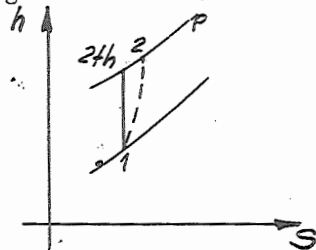


Fig. 6.7

Sendo o rendimento isoentrópico na compressão dado por $\eta_i = \Delta h_{th} / \Delta h$ podem facilmente ser determinados os estados reais correspondentes à transformação de maneira análoga à anterior.

É de interesse ressaltar que tanto na expansão como na compressão adiabática real houve um aumento de entropia do sistema, como previsto pelo Segundo Princípio. Tanto maior será o aumento da entropia quanto menor o rendimento isoentrópico da transformação.

Serviço de Publicações da E. E. S. C.
Composição em Vari-typer: Zilah Carneiro Teixeira
Impressão: José Augusto Evaristo Filho

BIBLIOGRAFIA TABULADA PARA O CURSO DE TERMODINÂMICA TÉCNICA

A lista abaixo indica o autor, título, editora e data de publicação dos compêndios referidos no quadro a seguir:

- Stumpf, U.E. - "Motores de Combustão Interna", Serviço de Publicações EESCUSP, 1960.
 Shapiro, A.H. - "The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow", vol. I, Ronald Press Co., N.Y. 1953.
 Lee, J.F. and Sears, F.W. - "Thermodynamics", Addison-Wesley Publishing Co., Massachusetts, 1955.
 Wylen, G.J.V. - "Thermodynamics", John Wiley & Sons, N.Y., 1959.
 Mooney, D.A. - "Mechanical Engineering Thermodynamics", Prentice-Hall, N.Y., 1953.
 Obert, E.F. - "Elements of Thermodynamics and Heat Transfer", McGraw Hill, N.Y., 1949.
 Sears, F.W. - "An Introduction to Thermodynamics", Addison-Wesley Publishing Co., Massachusetts, 1955.
 Faires, V.M. - "Applied Thermodynamics", The Mac Millan Co., N.Y., 1952.
 Hougen, O.A. and Watson, K.M. - "Thermodynamics", John Wiley and Sons, London, 1947.
 Marques, I.N. - "Termodinâmica".
 Planck, M. - "Thermodynamics", Dover Publications.
 Prandtl, L. and Tietjens, O.G. - "Fundamentals of Hydro and Aeromechanics", Dover Publications, 1957.
 Hunsaker, J.C., and Rightmire, B.G. - "Engineering Applications of Fluid Mechanics", Mc Graw Hill, N.Y., 1947.
 Gourdet, G. et Proust, A. - "Les Diagrammes Thermodynamiques", Dunod, Paris, 1950.

(Todos os números referem-se a páginas dos compêndios citados)

Itens referidos no curso de Termodinâmica Técnica.	Tópicos	STUMPF	SHAPIRO	LEE AND SEARS	WYLEN	MOONEY	OBERT	SEARS	FAIRES	HOUGEN AND WATSON	MARGUES	PLANCK	PRANDTL AND TIETJENS	HUNSAKER AND RIGHTMIRE	GOURDET ET PROUST
1	Introdução	1-3													
2	Recordação de conceitos básicos de termodinâmica					1-7	75-81								
2.1	Generalidades		23-25	1-54	13-46	24-45	14-16	1-14	16-20						
2.2	Gases perfeitos e reais						93-97 100-103	14-25	20-25	479-492					
2.3	Transformações limites			5-7	17-18			3-4			19-22				

