

Revisão de Férias: Segunda Lei

July 2024

Eu recomendo que você leia a seção 6 antes de continuar com o material, para que saiba quais informações você deve guardar da revisão.

1 O que é uma máquina térmica?

Uma máquina térmica é um treco que engole calor, tranforma parte dele em trabalho, e cospe um resto de calor. Mas um detalhe é que ela funciona de modo cíclico: a ordem dos calores que ela come, dos trabalhos que ela faz e dos calores que ela cospe é fixa e se repete indefinidamente. Por exemplo: um motor de carro segue sempre as mesmas etapas durante todo o período que o carro está andando, tranformando o calor da combustão da gasolina em trabalho.

A gente vai representar uma máquina térmica como está desenhado na Figure 1. No caso, a máquina se chama α (diga oi pra ela!), come Q_{in} , faz trabalho W , e cospe Q_{out} , a cada ciclo.

1.1 Propriedades de máquinas térmicas

Como máquinas térmicas são cíclicas, elas começam e terminam todo ciclo do mesmo jeitinho. Ou seja: se a máquina for feita de um gás, ela começa e termina todos os ciclos exatamente com a mesma pressão, com a mesma temperatura, com o mesmo volume e com o mesmo número de mols.

Em particular, toda máquina térmica começa e termina com a mesma energia interna, isto é, a variação da energia interna ao longo de **todo** um ciclo é zero:

$$\Delta U_{\text{Todo o ciclo}} = 0$$

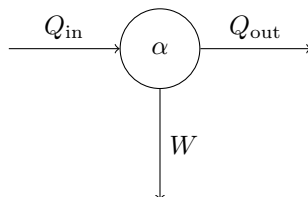


Figure 1: Uma máquina térmica

Assim, aplicando a primeira lei:

$$Q_{\text{in}} - Q_{\text{out}} = \Delta U + W \implies W = Q_{\text{in}} - Q_{\text{out}}$$

Intuitivamente, quanto menos calor a máquina térmica cuspir de volta pra gente, mais eficiente ela é. Isso significa que ela faz mais trabalho para uma mesma quantidade de Q_{in} ingerida. Por isso, definimos a eficiência como:

$$\eta = \frac{W}{Q_{\text{in}}} = 1 - \frac{Q_{\text{out}}}{Q_{\text{in}}}$$

2 Formulações da Segunda Lei

Existem alguns jeitos de enunciar a Segunda Lei:

1. *Enunciado de Kelvin*: Não existe nenhum processo cíclico termodinâmico cujo único resultado seja transformar calor em trabalho.
 - (a) *O que isso significa*: não importa se você está usando um gás ou um líquido, ou mesmo um elástico: se o treco que você está fazendo é cíclico, não é possível que ele converta 100% do calor jogado nele em trabalho, e só trabalho. Ele vai cuspir parte do calor enfiado de volta como calor, ou guardar como energia interna, enfim, você não tem 100% de eficiência.
 - (b) *O que isso não significa*: que não exista um processo termodinâmico que converta todo calor em trabalho; isso pode existir (!), mas esse processo não pode ser cíclico (por exemplo, não dá para fazer um ciclo só com isotermas).
2. *Enunciado de Clausius*: É impossível existir um processo cíclico cujo único resultado seja a transferência de calor de um treco mais frio para um mais quente.
 - (a) *O que isso significa*: não importa se você está usando um gás ou um líquido, ou mesmo um elástico: se o treco que você está fazendo é cíclico, não é possível que, sem fazer nada a mais, transfira calor do frio para o quente. Ele vai precisar, por exemplo, que você faça trabalho nele para transferir o calor do frio para o quente.
 - (b) *O que isso não significa*: que seja impossível transferir calor do frio para o quente! Afinal, uma geladeira faz justamente isso. A única coisa é que esse não é o único efeito da geladeira: ela também aumenta sua conta de luz (= consome trabalho). É justamente isso que essa formulação da segunda lei afirma.

Note que ambas as formulações da Segunda Lei subentendem o conceito de reversibilidade: é impossível transformar todo o calor do ciclo em trabalho, mas é possível transformar todo o trabalho em calor! É impossível só transferir calor

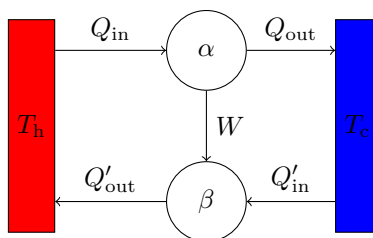


Figure 2: Duas máquinas térmicas

do frio para o quente, mas é possível só transferir calor do quente para o frio. Então vamos definir irreversibilidade da seguinte forma: suponha que façamos um experimento mega complicado, e gravemos tudinho, nos certificando de que dá para ler as medidas nas gravações. Então convidamos um outro físico para assistir a fita. Mas como somos muito malvados, a gente toca a fita ao contrário e pede pra ele dizer se a fita está ao contrário ou não. Se ele não conseguir dizer, então o processo é reversível. Se ele conseguir distinguir, então é irreversível. Ou seja: se um processo, quando ao contrário, viola as leis da Física (como a Segunda Lei), então ele é irreversível. Se não violar, então é reversível. Exemplos de processos reversíveis são: um pêndulo oscilando para a direita, uma pessoa catando milho do chão, uma pessoa apagando a luz. Exemplos de processos irreversíveis: ovo quebrando, madeira pegando fogo, frango cozinhando. (Na prática, inverter uma máquina térmica significa inverter o sentido das setinhas dela).

Também é legal apontar que as duas definições da segunda lei são equivalentes (quer dizer, dizem matematicamente a mesma coisa de jeitos diferentes). Isso é meio surpreendente, mas foi demonstrado matematicamente.

O mais importante, agora, é notar que a definição de Clausius fala de duas temperaturas. Por isso, na próxima seção, nós vamos explorar o que acontece quando a gente coloca uma máquina térmica para operar entre duas temperaturas fixas (isto é, sempre que a máquina engolir calor, vai ser de um reservatório com temperatura fixa T_h , e sempre que cuspir calor, vai ser em um reservatório com T_c fixa).

3 A máquina de Carnot

3.1 Toda máquina reversível que opera entre somente duas temperaturas tem eficiência η_C

Vamos supor, num primeiro momento, duas máquinas térmicas reversíveis operando entre dois reservatórios térmicos, como na Figure 2. Ser reversível implica que inverter a máquina não muda sua eficiência, e, mais do que isso, que ela é calculada usando os mesmos calores e trabalhos, embora eles tenham nome diferente.

Então, se a máquina rodando normalmente tem $\eta_C = W/Q_{\text{in}}$, então quando for invertida vai ter $\eta_C = W/Q_{\text{out}}$, pois o “in” vira “out” e vice-versa. Por isso, se α e β tiverem eficiências diferentes, então vai existir um fluxo de calor entre os dois reservatórios (porque, para um dado reservatório, uma vai estar pegando mais calor do que a outra está devolvendo). Como as máquinas são reversíveis (nesse experimento), então podemos inverter elas como quisermos, de modo que poderíamos escolher o sentido do fluxo de calor. Logo, apenas invertendo as máquinas, poderíamos fazer o calor ir do frio para o quente, sem nenhum trabalho extra! Isso viola a Segunda Lei segundo Clausius. Logo, elas devem ter a mesma eficiência, e nossa conclusão é: toda máquina reversível que opera entre as mesmas duas temperaturas tem a mesma eficiência. Definimos essa eficiência como a eficiência de Carnot η_C :

$$\eta_\alpha = \eta_\beta = \eta_C$$

Isso **não** significa que toda máquina térmica reversível tem a mesma eficiência. Uma máquina de Otto reversível, por exemplo, pode ter uma eficiência diferente de uma máquina de Carnot. Mas a máquina de Otto não opera entre apenas duas temperaturas! Esse raciocínio só iguala a eficiência das máquinas térmicas que só operam entre apenas dois reservatórios térmicos (como a máquina de Carnot, e diferentemente do ciclo de Otto).

3.2 Toda máquina irreversível que opera entre somente duas temperaturas tem eficiência $\eta \leq \eta_C$

Se supormos que $\eta_\beta > \eta_\alpha$, temos, novamente que a segunda lei é violada, como acima. Mas note a sutileza do argumento: como achar η_β ? Até agora, só vimos como calcular a eficiência de máquinas que faziam trabalho, não que recebiam. Sendo mais rigoroso, $\eta_\beta > \eta_\alpha$ só viola a segunda lei se $\eta_\beta = W/Q'_{\text{out}}$, ou seja, se β for reversível (pois $\eta_\beta = W/Q'_{\text{out}}$ é uma fórmula que só funciona se β for reversível, como discutido no ponto anterior). Logo, quase de graça, temos o resultado mais importante: para toda máquina γ irreversível,

$$\eta_C \geq \eta_\gamma.$$

Em outras palavras, **dadas duas temperaturas**, a máquina de Carnot é a máquina mais eficiente que roda somente entre elas. Se tivermos à nossa disposição mais temperaturas (como no ciclo de Otto reversível, no qual usa-se uma quantidade infinita de reservatórios térmicos durante as isocóricas), em princípio é possível conseguir um ciclo mais eficiente; mas se só tivermos duas, então a máquina de Carnot é a mais eficiente possível.

3.3 A eficiência da máquina de Carnot

Até agora, apenas fizemos afirmações sobre a eficiência da máquina de Carnot, mas não a calculamos efetivamente. Vamos fazer isso agora.

Os nossos requisitos são:

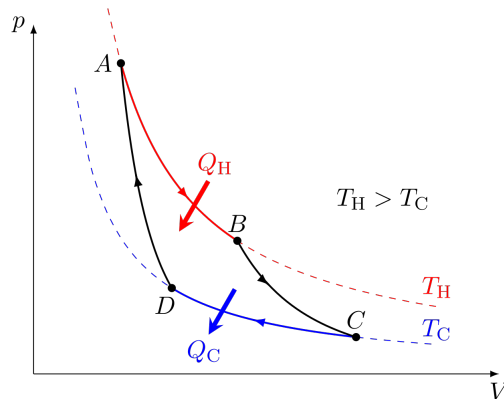


Figure 3: Diagrama de um ciclo de Carnot (By Cristian Quinzacara - Own work, CC BY-SA 4.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=103886287>)

1. Ser reversível.
2. Quando trocar calor, fazer isso só em duas temperaturas.

Como sabemos mexer com gases, vamos usar um para fazer a máquina de Carnot. No caso, a reversibilidade só significa que o ciclo não pode ter pulos, descontinuidades no diagrama pV (ou seja, o ciclo deve ser uma linha contínua). Para forçar o gás a só trocar calor em duas temperaturas, fazemos ele só trocar calor durante duas isotermas. Para evitar que ele troque calor na transição entre as isotermas, operamos o gás adiabaticamente entre elas. Então, o ciclo fica como na Figure 3. Brutando as contas desse ciclo (tente você mesmo!), é fácil chegar que:

$$\eta_C = 1 - \frac{T_c}{T_h}.$$

4 O teorema de Clausius

Vamos imaginar a seguinte situação: uma máquina de Carnot opera entre dois reservatórios de temperatura T e T_i . Então, uma outra máquina térmica α qualquer pega calor de T_i e faz trabalho com ele, como representado na Figure 4. Note que essa representação é de apenas uma etapa do ciclo completo de α , então, desde que às vezes o calor retirado por α seja negativo (isto é, seja uma devolução de calor), a Segunda Lei não necessariamente é violada.

Como a cada etapa i a máquina de Carnot faz um ciclo, pela primeira lei temos que $Q_{in} = W_{iC} + Q_i$. Além disso, da fórmula da eficiência de Carnot, $W_{iC} = \eta_{iC} Q_{in}$. Logo, a partir dessas duas equações, temos:

$$W_{iC} = \frac{\eta_{iC}}{1 - \eta_{iC}} Q_i.$$

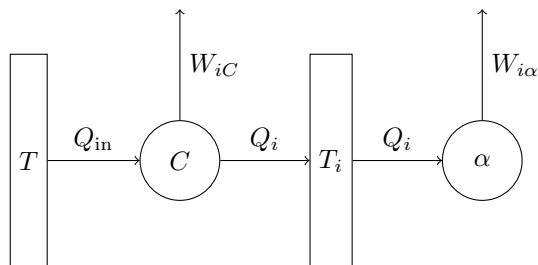


Figure 4: Um arranjo muito louco

Além disso, aplicando a primeira lei na máquina α ,

$$\sum W_{i\alpha} = \sum Q_i.$$

Finalmente, aplicamos a Segunda Lei segundo Kelvin: como o resultado do funcionamento do arranjo seria, no fim das contas, transformar calor tirado de T em trabalho (porque o calor resultante trocado com os reservatórios T_i é zero), concluímos que na verdade o arranjo deve *receber* trabalho (= fazer trabalho negativo). Então:

$$\sum W_{iC} + \sum W_{i\alpha} \leq 0.$$

Juntando as equações, apresentadas, obtemos:

$$\begin{aligned} \sum \frac{\eta_{iC}}{1 - \eta_{iC}} Q_i + \sum Q_i &\leq 0 \\ \Leftrightarrow \sum \frac{1}{1 - \eta_{iC}} Q_i &\leq 0 \\ \Leftrightarrow \sum T \frac{Q_i}{T_i} &\leq 0 \end{aligned}$$

Onde foi usada a fórmula da eficiência de Carnot na última equivalência. Finalmente, lembrando que T é constante ao longo do ciclo (ao contrário de Q_i e T_i), temos:

$$\sum_{\text{ciclo}} \frac{Q_i}{T_i} \leq 0$$

Que é o teorema de Clausius. Na forma integral, temos:

$$\oint_{\text{ciclo}} \frac{dQ}{T} \leq 0$$

4.1 Consequências do Teorema de Clausius

4.1.1 É um resultado geral

Embora o arranjo de onde essa equação tenha saído seja bastante artificial, note que a inequação não faz menção alguma à máquina de Carnot ou ao reservatório

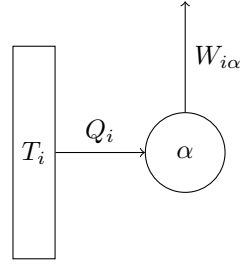


Figure 5: Um arranjo bem mais simples

T . Por isso, do ponto de vista do teorema, tudo que há é o arranjo na Figure 5, bem mais simples. Essa é a representação de uma máquina térmica genérica! Logo, o teorema serve para qualquer máquina térmica.

4.1.2 Imposição de uma condição muito clara sobre reversibilidade

Se rodarmos o ciclo ao contrário, $dQ \mapsto -dQ$, o que inverte a desigualdade. Isso permite fazer alguns experimentos mentais.

Imagine que a máquina em particular que estivéssemos estudando fosse tal que $\oint dQ/T < 0$ originalmente. Logo, ao ser invertida, obteríamos $\oint dQ/T > 0$, como concluímos acima. Mas isso violaria o Teorema de Clausius! Logo, é impossível inverter um ciclo onde $\oint dQ/T < 0$. Dizemos que essa máquina é irreversível.

Mas suponha que uma outra máquina tenha $\oint dQ/T = 0$. Quando rodarmos ela ao contrário, teremos $0 = \oint dQ/T$, que continua obedecendo o Teorema de Clausius, então não viola nenhuma lei da Física. Chamamos essa máquina de reversível.

Em resumo, temos:

$$\oint \frac{dQ_{\text{irrev}}}{T} < 0 \quad \oint \frac{dQ_{\text{rev}}}{T} = 0.$$

4.1.3 Indução de uma nova função de estado

Uma função de estado é uma grandeza física cuja variação não depende do caminho tomado pelo que se está medindo, apenas do ponto final e do inicial. Por exemplo: a variação do volume de um gás não depende de como mudamos ele; portanto, é uma função de estado. Já o trabalho realizado por um gás depende do caminho tomado, mesmo que o estado final e o inicial do gás sejam o mesmo. Assim, trabalho não é uma função de estado (em geral).

Um jeito fácil de ver se uma grandeza é função de estado é fazer um ciclo com ela. Se for uma função de estado, a variação entre o ponto final e o inicial do ciclo vai ser zero (como o volume de um gás em uma máquina térmica, ou a posição de uma partícula em movimento circular). Se não for função de estado, a variação total não vai ser zero (como o trabalho de um gás na máquina térmica).

Assim, como $\oint dQ_{\text{rev}}/T = 0$ (isto é, a soma ponderada pelas temperaturas dos calores ao longo de um ciclo reversível qualquer é zero), temos que dQ_{rev}/T está associado a uma função de estado. Vamos chamar essa função de estado de *entropia*, S . Logo, escrevemos:

$$dS = \frac{dQ_{\text{rev}}}{T}.$$

Como a entropia é função de estado, significa que podemos associar ela até mesmo a processos irreversíveis! Afinal, ela não se importa com o processo que causou sua variação, apenas com os pontos final e inicial. Note, entretanto, que

$$dS \neq \frac{dQ_{\text{irrev}}}{T}.$$

Tomemos muito cuidado com isso. Por exemplo: suponha um processo irreversível qualquer muito bagunçado com um gás. A variação de entropia *não* vai ser $\int dQ/T$, porque dQ nesse caso é irreversível! Para calcular a variação de entropia do gás, a gente pode inventar um *outro* processo, reversível, que comece e termine com o gás do mesmo jeito que o outro. Só aí a gente escreve $\Delta S = \int dQ_{\text{rev}}/T$, ou seja, só aí a gente pode integrar o calor com a temperatura para achar a variação de entropia.

5 Entropia

5.1 A entropia total de um sistema fechado nunca diminui

Se temos um ciclo metade reversível, metade irreversível, a integral do teorema de Clausius fica:

$$\int_a^b \frac{dQ_{\text{rev}}}{T} + \int_b^a \frac{dQ_{\text{irrev}}}{T} = \int_a^b dS - \int_a^b \frac{dQ_{\text{irrev}}}{T} < 0.$$

Como isso vale para qualquer integral, então, em geral:

$$dS > \frac{dQ_{\text{irrev}}}{T}.$$

Além disso, se considerarmos um sistema fechado, $dQ_{\text{irrev}} = 0$ e $dQ_{\text{rev}} = 0$, pois por definição ele não troca calor com nada. Então, de graça, temos a desigualdade mais importante: em um sistema fechado,

$$dS \geq 0.$$

5.2 A energia interna com a entropia

Se um gás ideal com n constante troca calor de forma reversível, então a definição de entropia, junto com a primeira lei, nos dá:

$$dU = TdS - pdV.$$

Mas como a energia interna é função de estado, concluímos que essa fórmula também é válida para situações irreversíveis! É só escolher um caminho reversível, onde ela é válida.

5.3 Entropia e eficiência

Suponha um ciclo qualquer, reversível. Então imagine que pegamos uma cópia idêntica dele, e mudamos apenas uma das trocas de calor para ser irreversível, mantendo a temperatura na qual ela é feita. Como uma parte do novo ciclo é irreversível, ele inteiro fica irreversível. Logo, o teorema de Clausius nos dá:

$$\oint \frac{dQ_{\text{rev}}}{T} = 0 > \oint \frac{dQ_{\text{irrev}}}{T} \implies dQ_{\text{i, rev}} > dQ_{\text{i, irrev}}$$

Onde dQ_{i} representa o calor que nós mudamos em específico. Ora, pensemos sobre a fórmula da eficiência: $\eta = 1 - Q_{\text{out}}/Q_{\text{in}}$. Tomando o cuidado de lembrar que na desigualdade acima, um calor negativo contribui para Q_{out} , e um calor positivo contribui para Q_{in} , ela nos diz que necessariamente o calor irreversível piora a eficiência. Afinal, se for um calor negativo, ser menor significa que é mais negativo. Então ele contribui mais para Q_{out} , diminuindo $\eta = 1 - Q_{\text{out}}/Q_{\text{in}}$. Se o calor for positivo, ser menor significa que é menos positivo. Logo, ele contribui menos para Q_{in} , também diminuindo $\eta = 1 - Q_{\text{out}}/Q_{\text{in}}$. Portanto, nossa conclusão é:

Um ciclo reversível é sempre mais eficiente que seu equivalente irreversível.

Agora, muito, mas **MUITO**, cuidado: isso não significa que qualquer ciclo reversível é mais eficiente que qualquer ciclo irreversível. Afinal, um ciclo de Carnot operando entre duas temperaturas muito próximas vai ter eficiência muito baixa, e até um motor de carro, operando um quase ciclo de Otto totalmente irreversível consegue ser mais eficiente que ele.

O que essa conclusão significa, então? Se pegarmos um ciclo reversível, que passa por uma coleção de temperaturas $\{T_i\}$, e substituímos alguns (ou possivelmente todos) dos calores trocados por calores irreversíveis, **mantendo** a mesma coleção de temperaturas $\{T_i\}$, então esse novo ciclo vai ser menos eficiente que o primeiro. Ou seja: um ciclo de Carnot reversível é mais eficiente que seu “gêmeo” irreversível, um de Otto reversível é mais eficiente que seu “gêmeo” irreversível, o de Stirling a mesma coisa, etc. Isso não diz nada a respeito das relações entre as eficiências dos diferentes ciclos.

Sendo bastante direto, isso tudo nos diz que, se quisermos o máximo de eficiência ao fazer qualquer coisa, necessariamente vamos ter de usar um ciclo reversível, qualquer que seja ele (seja Otto ou seja Carnot, vai ter que ser reversível). Como ciclos reversíveis conservam entropia do sistema e irreversíveis aumentam, dizemos: máxima eficiência requer conservação da entropia, isto é, $\Delta S = 0$.

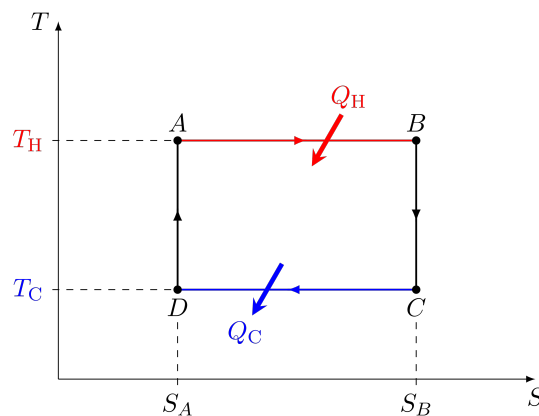


Figure 6: Um diagrama TS . By Cristian Quinzacara - Own work, CC BY-SA 4.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=103887770>

5.4 O diagrama TS

A existência da entropia nos permite usar uma outra representação para os ciclos termodinâmicos. Ao invés de desenhar as coisas num diagrama pV , podemos desenhar num diagrama TS . Nessa representação, a área abaixo de um trecho de curva é o calor trocado, pois $dQ_{\text{rev}} = TdS$, como indicado na Figure 6. Por exemplo, a área debaixo de AB é o calor recebido pelo gás, e (menos) a área abaixo de CD é o calor cuspidado de volta pela máquina. Você pode verificar com a primeira lei que, como no diagrama pV , a área dentro do ciclo corresponde ao trabalho realizado.

Esse gráfico não costuma ser muito utilizado, mas é útil para algumas coisas. Em primeiro lugar, naturalmente, ele dá um jeito bem direto de calcular os calores trocados. Em segundo lugar, ele é bastante útil para contar quantos reservatórios o ciclo requer: é simplesmente o número de temperaturas pelas quais o ciclo passa sem estar “andando na vertical” (pois nos trechos verticais não há troca de calor). Assim, por exemplo, o ciclo da Figure 6 requer dois reservatórios térmicos (é um ciclo de Carnot). Pesquise e veja os diagramas TS dos outros ciclos!

Um resultado muito curioso que pode ser mostrado geometricamente com essa representação é o seguinte: suponha um ciclo \mathcal{C} qualquer no diagrama TS . Imagine o menor retângulo (isto é, o menor ciclo de Carnot) onde cabe \mathcal{C} . Então \mathcal{C} é menos eficiente que o ciclo de Carnot desenhado. Isso acontece porque o Q_{out} de \mathcal{C} necessariamente é maior que o do ciclo de Carnot (pois, uma vez que está contido no ciclo de Carnot, o trecho que dá o Q_{out} está mais “alto”, resultando em uma área maior que o trecho correspondente de Carnot). Além disso, o Q_{in} de \mathcal{C} é menor que o de Carnot (por um argumento análogo ao anterior). Logo, a eficiência $\eta = 1 - Q_{\text{out}}/Q_{\text{in}}$ de \mathcal{C} é menor que a do ciclo de Carnot. Em português: sejam T_{max} e T_{min} as temperaturas máxima e mínima atingidas

por um ciclo qualquer no seu trajeto. Então o ciclo de Carnot que opera entre T_{\max} e T_{\min} é mais eficiente que esse ciclo qualquer. (Essa demonstração foi fortemente inspirada em Tobin, 1969).

6 Ai meu cérebro tá doendo

É, a Segunda Lei dá muito pano para manga. Muitos dos resultados (como o Teorema de Clausius) são pouquíssimo explorados em exercícios olímpicos, e servem mais como escadas para se chegar em resultados mais importantes (como a definição de entropia). O que é importante que você tire dessa matéria, então?

1. Os conceitos de reversibilidade e de irreversibilidade;
2. O conceito, ciclo no pV , e eficiência da máquina de Carnot;
3. O conceito de entropia, principalmente sua definição e a afirmação de que, num sistema fechado, ela nunca diminui;
4. Que máxima eficiência implica $\Delta S = 0$;
5. (Extra que vai facilitar sua vida no futuro!) A primeira lei com o conceito de entropia.

Além disso, claro, você *deve* saber lidar com ciclos no diagrama pV . Se tem alguma coisa que pode cair, é isso.

Uma coisa que provavelmente não ficou nem um pouco clara é o que carambolas realmente é entropia. Ela surge meio que como um truque matemático e de repente tem um vídeo no YouTube com mais de 1 milhão de visualizações falando sobre ela; quê?! Acontece o seguinte: ela é de fato um conceito super abstrato, mas muito útil. Pense na ideia de energia: você não vê nem cheira energia interna, mas consegue usar a fórmula dela (e as equações nas quais ela está envolvida) para resolver uma cacetada de exercícios. Entropia funciona mais ou menos do mesmo jeito, não tenha medo dela.

Mas afinal, o que carambolas é entropia? Usando alguns conceitos de Física Moderna, podemos dizer que

$$S = k_B \ln(\Omega).$$

Onde k_B é uma constante (tipo a constante dos gases ideais). Ω é chamado de quantidade de microestados acessíveis ao sistema. Significa mais ou menos isso: se eu fixo a energia do meu sistema (tipo, fixo a temperatura do meu gás), existe um número de jeitos com que essa energia pode estar distribuída (tipo, uma partícula pode ter 2J e a outra 2J (= 1º jeito), ou uma pode ter 1J e a outra 3J (= 2º jeito). Não é bem assim que funciona mas é um exemplo didático). Cada um desses jeitos de distribuir a energia é um microestado, e a soma de todos eles dá o Ω (o \ln está ali por motivos matemáticos). Por isso, sendo bastante vago, quanto mais desorganizado um sistema, maior a entropia, porque ele tem mais jeitos de distribuir a energia. Então $dS \geq 0$ significa que a

“desordem” de um sistema fechado (como o Universo) tende a aumentar com o tempo. Mas, por favor, não se apegue muito a essa noção de desordem, é mais para se ter uma intuição do que estamos falando.

Termodinâmica é estranha mesmo. Não desista!