

بسمه تعالی



نام جزوه: ترمودینامیک 1

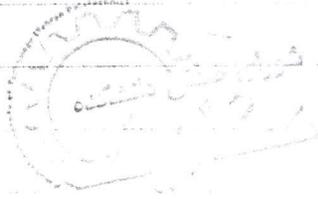
نام استاد: دکتر صفار اول

دانشگاه: صنعتی امیرکبیر

ترمودینامیک ۱

جلسه اول

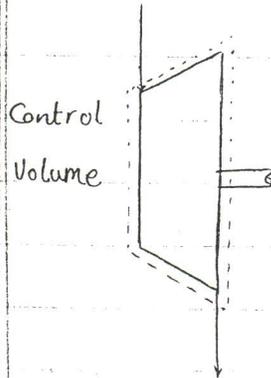
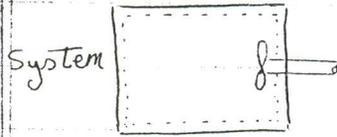
1



دکتران و محققان و اساتید

www.ttnar.ir

۲



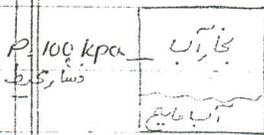
درجهت ترمودینامیکی : درجهت ترمودینامیکی مان با مشخص بودن تعدادی از خواص ترمودینامیکی آن مشخص می شود.

خواص ترمودینامیکی : هر کدی که نوشتیم برپا داشته باشد خاصیت ترمودینامیکی کمترین می شود :

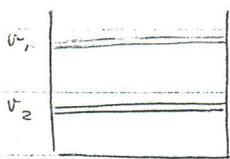
1. در ترمودینامیک مورد استفاده باشد.
2. دیندر انسل کامل باشد (دانشیده به مسیر مانع باشد)

(تغییر آن من دو نقطه فقط دانشیده به توافق ابتدا و انتهای باشد)

$P-T$ خواص ترمودینامیکی



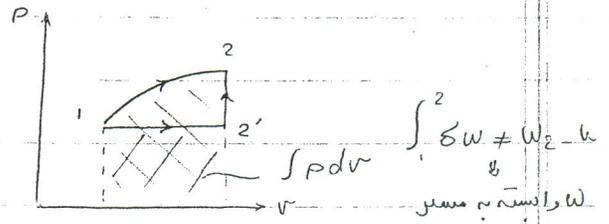
برای این ظرف دانشیده نشا رضانی است و به دغانیا زی نیست (چون مشخص است) ولی برای مشخص کردن (تین state آن به حجم آب هم نیاز است.



$$\int_1^2 dV = V_2 - V_1$$

↓

مسئله از مسیر



$$W = \int P dv$$

این رابطه برای فرایند های است که در سیستم اتفاق می افتد و برای حجم کنترل این رابطه معادل است.

ترمودینامیک کلاسیک (classical Thermodynamics)

- 1. ایده آن تاثير دینامیک است.
- 2. تعادل ترمودینامیک جزئین شرط های آن است.

تعادل ترمودینامیک :

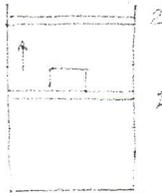
- 1. تعادل حرارتی : در یک قسمت های سیستم دما یکسان است یعنی اختلاف دما در سیستم وجود ندارد.
- 2. تعادل مکانیکی : در یک قسمت های سیستم فشار یکسان است.
- 3. تعادل شیمیایی : عموماً هیچ عملی برای انتقال جرم در فاصله دوری وجود ندارد.

آنچه سیستم در حال تعادل ترمودینامیکی باشد، با خواص یک ایوان از آن را بررسی می کنیم و به کل سیستم اطلاق می کنیم.



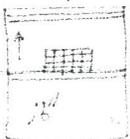
فرایند :

آنچه سیستم (حالت تعادل سیستم) تغییر کند و به تعادل ثانویه ای دست پیدا کند، به آن حالت که با این کار شده فرایند گویند.



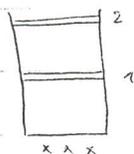
فرایند ایده آل :

فرایند ایده آل در حقیقت برای درک حاصله بین فرایند ایده آل و واقعی، تعریف می شود.



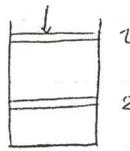
مانند فرایند شبه تعادل (ایده آل) می توان فشار (تک) نقاط 1, 2 را بدست آورد.

quasi equilibrium



انساط

expansion

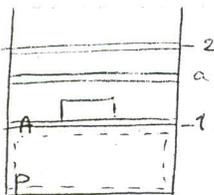


تراکم

compression

کار: اگر نیروی در راستای تغییر مکان دارد نمودار تغییر مکانی صورت گیرد کار فراهمی داشته

$$W_{12} = \int_1^2 F \cdot dn$$



در حالتی که وزن را بر ندانسته ایم $F = PA$

در حالت ۱ (فشار یکسان) نمی توان رابطه میان دینامیک این تقابل یکسان را وجود ندارد (فشار در همه جا ثابت است)

اگر فشار یکسان باشد و اختلاف در سطح وجود نداشته باشد می توان کار را از رابطه میان بویست آورد

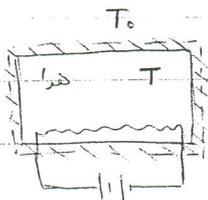
$$W_{12} = \int_1^2 PA \frac{dV}{A}$$

$$W_{12} = \int_1^2 P dV$$

3. سیستم داشته باشیم (نه حجم کنترل)
4. فرآیند سیستم حرکت کند

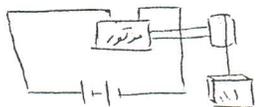
تبادل کار:

1. هرگاه فرآیند سیستم حرکت کند، تبادل کار فراهمی داشته
- هرگاه تبادل انرژی صورت بپذیرد (بین سیستم و محیط) و تنها اثر آن بالا بردن دانه ای باشد، تبادل کار فراهمی است



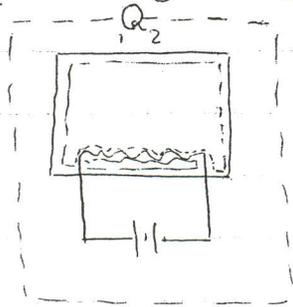
(اگر تبادل انرژی به علت اختلاف دما در محیط سیستم باشد، انتقال حرارت)

فراهمی داشته



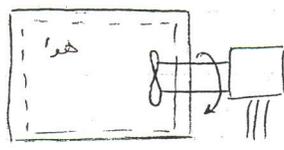
K

این تبادل انرژی کار است زیرا که مدار را با یک موتور دیوایی میزنیم باعث بالا رفتن دما می شود ولی آنکه سیستم را به هم برسانیم زیرا در نقطه کلیر هم این تبادل انرژی ، انتقال حرارت خواهد بود



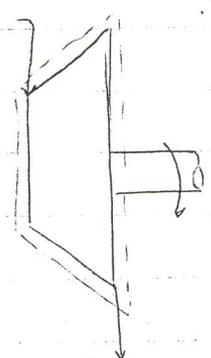
$$W_2 = 0 \quad Q_2 = 0$$

در این سیستم هیچ تبادل انرژی وجود ندارد.



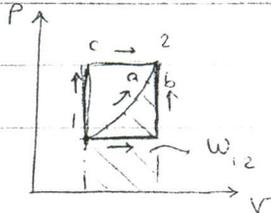
تا زمانی که شافت میانی است تبادل انرژی نداریم. اما آنکه به یک موتور وصل کنیم کار خواهیم داشت.

اگر یک شافت دور موتور بگیریم قطع کند تبادل کار خواهیم داشت
اگر یک مدار الکتریکی بگیریم قطع کند تبادل کار خواهیم داشت



تبادل کار داریم

حجم کنترل



indicator diagram

- 1 فرایند اول درجه شده تعادل است زیرا با خطی که مشخص شده است.
 - 2 عدد سیستم تکثیر کرد. (تکثیر حجم داریم)
 - 3 سیستم داریم و 14 اعتقاد نداریم پس کار از رابطه $\int P dV$ بدست می آید.
- تبادل کار و دما نسبت به مسیر است پس جهت تروردنا را می بیند.

اگر سیستم بر روی محیط کار ایام دهد $w_{12} > 0$

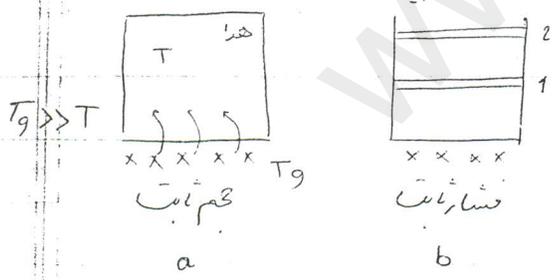
W J, kJ, Btu, lbf-ft
British thermal unit

$$\dot{W}_{12} = \frac{dW}{dt} \quad \frac{J}{s} (\text{Watt}), \quad \frac{lbf-ft}{s}, \quad \frac{Btu}{s}, \quad \frac{Btu}{h}$$

انتقال حرارت:

اگر تبادل انرژی به علت اختلاف دما در یک محیط در سیستم باشد، انتقال حرارت در حجم داریم Q_2 .
انتقال حرارت یک فرایند دما نسبت به مسیر است.

انتقال حرارت بیشتر است.



اختلاف دما بین محیط در سیستم در فرایند b بیشتر است از فرایند a. پس b حرارت بیشتر خواهد کرد. Q_2 دما نسبت به مسیر است.

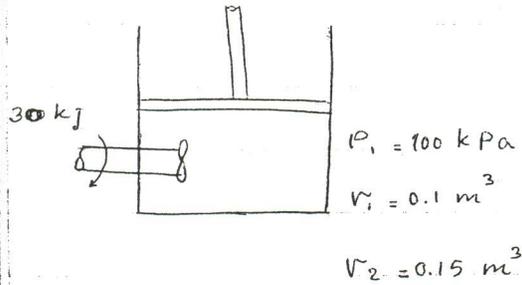
$Q_2 > 0$ محیط به سیستم
 $Q_2 < 0$ سیستم به محیط

$$Q_2 (J, kJ) \quad Btu$$

$$\dot{Q}_2 \quad \text{Watt}, \quad \frac{Btu}{s}, \quad \frac{Btu}{h}$$

تبادل انرژی به صورت کار یا حرارت کی پدیده transition است یعنی در یک مدت زمان مشخص در طول فرآیند انجام می پذیرد.

مثال:



300 kJ انرژی منتقل می شود. (از محیط به سیستم) حجم سیلندر به اندازه کافی بزرگ هست که فرض کنیم تأثیر جاذبی روی توزیع فشار درون سیستم ندارد.

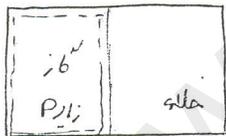
$w_{12} = ?$

در طول فرآیند تبادل کار داریم. از حالت به سیستم از سیستم به بیرون.

$$(w_{12})' = \int p dv$$

$$= p(v_2 - v_1) = 100(0.15 - 0.1) = 5 \text{ kJ}$$

$$w_{12} = -30 + 5 = -25 \text{ kJ}$$



چون نیروی عکس العمل در برابر کار وجود ندارد (نیروی مخالف = 0) عمل کار صفر است.

عنا که به آن می شود

$w_{12} = 0$

Equation of state

قیم کسری

$$PV = RT$$

معادله حالت گاز ایده آل

$$v = \frac{V}{n} \frac{m^3}{kg}$$

specific volume

$$\rho = \frac{1}{v} \frac{kg}{m^3}$$

گرم در متر مکعب

$$\frac{ft^3}{lbm}$$

Pound mass

$$\frac{lbm}{ft^3}$$

$$16m = 453 gr$$

$$R = \frac{\bar{R}}{M}$$

جرم مولکولی

$$\bar{R} = 8.314 \frac{kJ}{kmol \cdot K}$$

$$T^k = t^c + 273.15$$

$$T^R = t^f + 460$$

Pound force

$$\frac{lb_f \cdot ft}{mol \cdot R}$$

gas universal constant

$$R = \frac{8.314}{29}$$

مقدار ثابتی که دارای علامت بار مثبت و منفی است

$$\bar{v} = \frac{V}{n} \frac{m^3}{mol} \frac{ft^3}{mol}$$

$$P = \rho RT$$

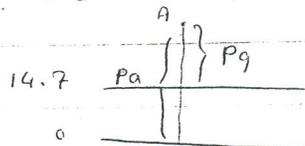
$$P\bar{v} = \bar{R}T$$

مطلق

اگر فشار نسبت به فشار اتمسفر است (Pa)

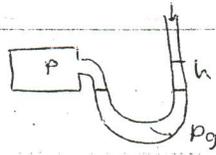
اگر فشار را نسبت به فشار مطلق است (P_g)

$$100 kPa = 14.7 psia$$



$$P_a = P_g + 14.7 \text{ psi}$$

$$P_a = P_g + 100 \text{ kPa}$$



مطلق
 اگر فشار از صفر مطلق کمتر باشد (فشارهای خلاء) داریم ،
 برای بدست آوردن فشار نسبی :

$$P_g = -P_a + 14.7$$

$$P_a = 14.7 - P_g$$

$$P_g = 6 \text{ cm Hg}$$

فشار مطلق : 29.92 inch Hg , 14.7 psi , 76 cm Hg , 100 kPa

حدم هوای موجود در آنی به گرم $V = 1500 \text{ ft}^3$ ، و فشار ، $P = 14.7 \text{ psia}$ ، $T = 85^\circ \text{F}$ (50)

$$PV = RT \quad PV = mRT \quad m = \frac{PV}{RT} = \frac{14.7 \times 144 \times 1500}{\frac{1544}{29} (460 + 85)} \text{ lbm}$$

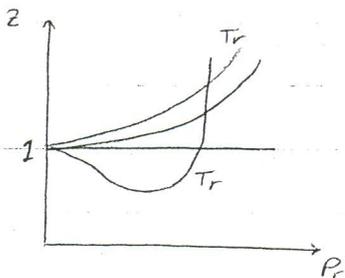
$$R = \frac{\bar{R}}{M}$$

$$V = \frac{V}{m}$$

$$PV = ZRT$$

ideal gas : $Z = 1$

چارت عمومی‌شده Generalized chart



$$P_r = \frac{P}{P_{c.p.}}$$

فشار نسبی ، P_r

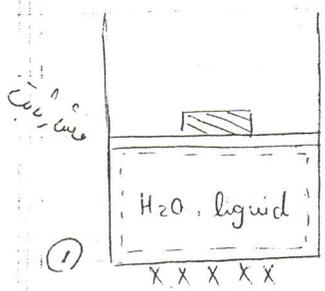
$$T_r = \frac{T}{T_{c.p.}}$$

فشار نسبی ، T_r

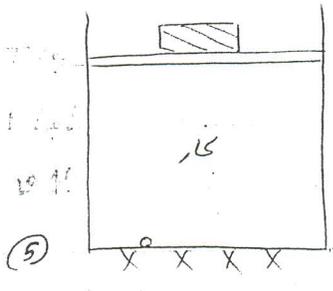
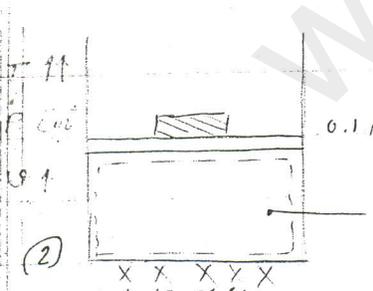
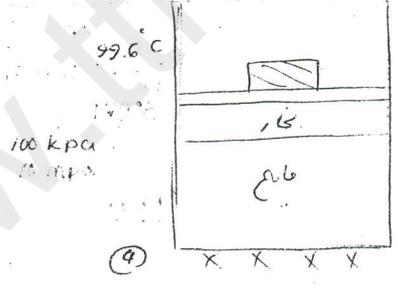
اگر اطمینان بر ایند که آل تپون گاز نداشته باشیم باید Z را محاسبه کنیم
 برای این کار ما داشتن P و T گاز و فشار و دمای بحرانی آن گاز ، P_r و T_r را بدست می آوریم
 با داشتن این دو پارامتر از روی نمودار $Z - P_r$ ، Z را بدست می آوریم

مجاول نمودارهای
 در این بخش خواص نمودارهای گازهای غیر ایده آل ،
 مان حاصله طوره ای است که تغییر فرمول شما را در سیستم و یا داخل حجم کنترل ندارد

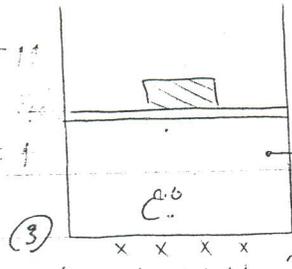
چون علقه برآورد 0.5 در هوای تابع بین برآورد N و N در گاز (هوا) کمتر از N است ، در حالیکه
 هوا سرد شده و قسمتی از آن تابع شده ، مان حاصله نداریم
 یا اگر مخلوطی از آب و الکل را اگر در ظرف بسته ای گرم کنیم ، مان حاصله نداریم



P
 T
 $W = \frac{V}{m}$

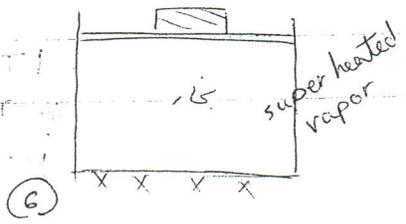


تغییر حجم آن کمتر از N است

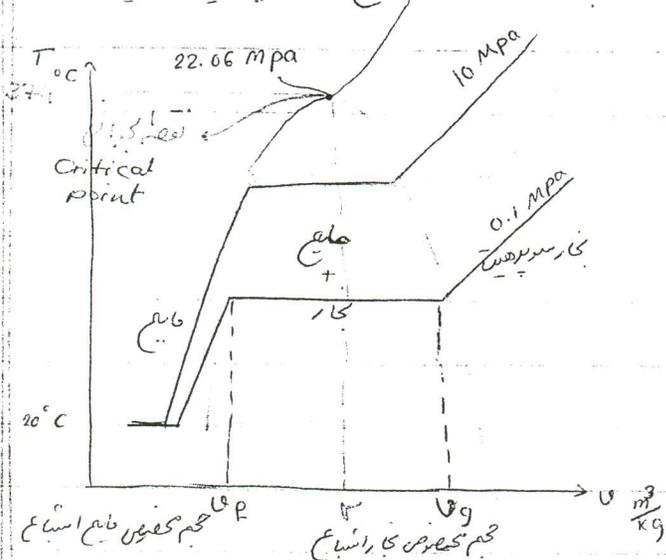


مایع که در استانه
 اولین ذره بخار را کرده

quality $x = \frac{\text{حجم بخار}}{\text{حجم کل}}$
 کیفیت فقط برای حالت اشباع
 (بین دو حالت مذکور) معنیدار می کند



در ناحیه اشباع دما و فشار، در خاصیت وابسته است ولی در خارج از نواحی این دو کمیت مستقل



هستند
در خود مود، در حقیقت دو همگن هستند

در فشار و دما که کمتر از دما و فشار بحرانی هستند دو فاز بخار و جامع قابل تشکیل است ولی در فشار و دما که بیشتر از دما و فشار بحرانی تغییر فاز قابل تشکیل نیست و به طور تکرار داری خواهیم داشت:

$$T < T_c \rightarrow \text{liquid}$$

$$T > T_c \rightarrow \text{vapor}$$

در فشار و دما که بالاتر از دما و فشار بحرانی، فاز بخار کاملاً تبدیل به فاز جامع است و نام گذاری جامع و گاز به هم میسرند
قدار داری صورت می گیرد. (نشان ظاهر می بین جامع و بخار نداریم)

$$V = V_f + V_g$$

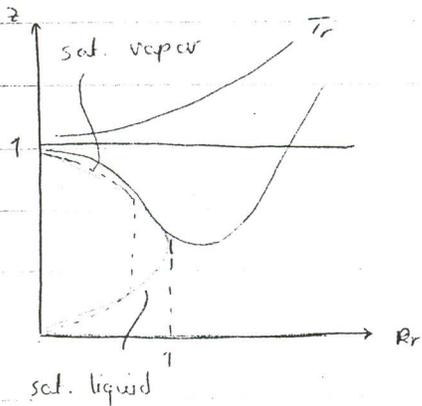
$$m v = m_f v_f + m_g v_g$$

$$v = \frac{m_f}{m} v_f + \frac{m_g}{m} v_g$$

$$v = (1-x) v_f + x v_g$$

$$v = v_f + x \frac{(v_g - v_f)}{v_{fg}}$$

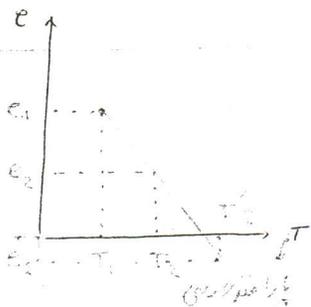
حسین فانه خالقی این است که اگر دو خاصیت مستقل از هم آن را داشته باشیم می توانیم بقیه خواص آن را نیز بدست آوریم ولی در مرحله ای مانند مرحله 4 چون P و T وابسته است یک خاصیت مشخص می شود و می آید به یک خاصیت دیگر است



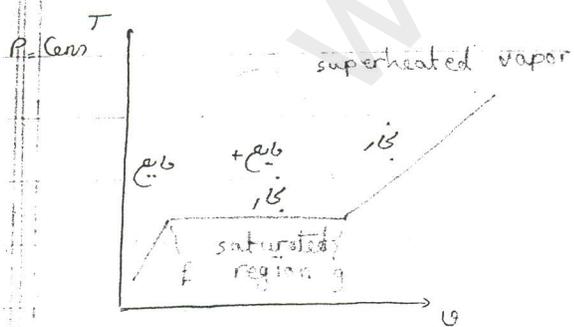
در حلقه اشباع P و T اولیفا داشته است پس نمودار آن به صورت یک خط عمود است.

با داشتن T و P که با هم می توان با هم دست آوردن چه از روی نمودار، با انجام کرد.
 در اکثر P و T را داشته باشیم باید از روش آن نمودار در حلقه اشباع کنیم. یعنی برای یک P یک T
 در نقطه می گیریم و از روی نمودار به P و $T = ERT$ حجم مخصوص آن را در حلقه به دست می آوریم و با آن نمودار
 مقایسه می کنیم و نموداری نسبت به نمودار زیر رسم می کنیم.

$$e = v_{new} - v$$



محدود تر نمودار عملی
 دیاگرام تعادل فازها

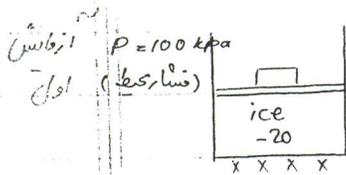


تخمین مخصوص مخلوط

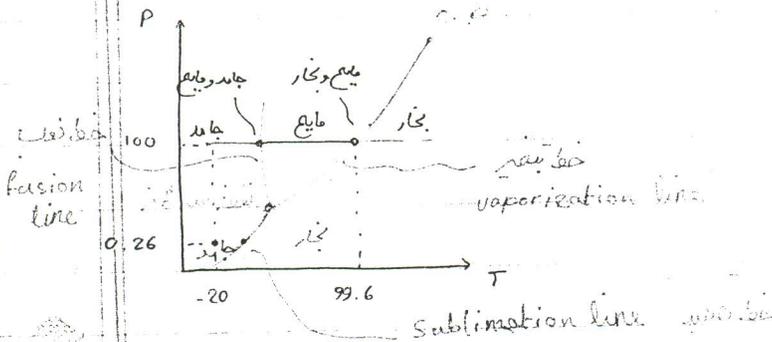
$$v = v_f + x(v_{fg})$$

$$x = \frac{mv}{mf}$$

($v_g - v_f$)



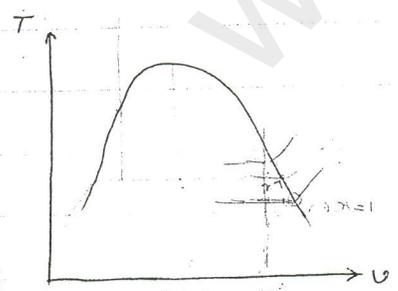
دادن حرارت به ظرفی که در آن یخ مایه در دما -20°C و فشار 100 kPa قرار دارد. در این مرحله یخ به آب تبدیل می‌شود (حد انتقال استای). سپس مخلوط استای و مایه را با افزایش دما تا 99.6°C گرم می‌کنیم. در این مرحله مایه به بخار تبدیل می‌شود (حد انتقال بخار). در نهایت دما را تا 0.01°C کاهش می‌دهیم و در این نقطه سه فاز (بخار، مایه و یخ) هم‌زمان وجود دارند (نقطه سه گانه یا Triple point).



در این فشار (0.26) حد انتقال استای مستقیماً رخ می‌دهد و در این فشار تقریباً هم‌زمان است. در این حالت در دمای 0.01°C و فشار 0.611 kPa هر سه فاز (بخار، مایه و یخ) هم‌زمان وجود دارند (نقطه سه گانه یا Triple point).

حد اول استای از نقطه سه گانه شروع می‌شود و به نقطه استای ختم می‌شود. در این مرحله دما و فشار تغییر می‌کنند و در این حالت دما و فشار به طرف بالا تغییر می‌دهیم.

در ظرفی که شرایط اولیه از حجم مایه و از حجم بخار مشخص است، در این حالت دما و فشار به طرف بالا تغییر می‌دهیم.



بخار
مایه

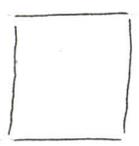
$$v = 0.002 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$$

حد انتقال حرارت استای بعد از تبدیل مایه داخل ظرف به بخار استای، حاصل *compressed liquid* می‌شود!

برای اینکه بخواهیم یک گاز ایده آل است یا حقیقی، یک راه این است که γ را بدست آوریم،
 اگر به γ نزدیک بود ایده آل است و اگر اختلاف آن زیاد بود حقیقی است.
 راه های دیگری نیز وجود دارد: تمام گازها در فشار کم رفتار یکسانی دارند. گاز ایده آل دارند.
 اگر برای یک گاز دو برابر یا بیشتر از دمای نقطه بحرانی باشد، در فشارهای نسبتاً بالا هم می توان آن را
 ایده آل گرفت. (البته نه خیلی زیاد بالا) توسط دو معادله بالا

اگر در مسائل دما را داشته باشیم از جدول B-1.1 و اگر فشار داشته باشیم از B-1.2 استفاده می کنیم

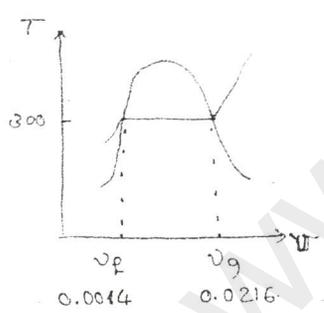
Saturated Tables



$m = 10 \text{ kg}$
 H_2O
 $V = 0.2 \text{ m}^3$
 $T = 300^\circ \text{C}$

$v = \frac{V}{m} = \frac{0.2}{10} = 0.02 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$

خاصیت دمای جوش را بدست می آوریم
 مثال اهدید حجم مایع بخار بدون ظرف را.



چون دمای نقطه جوش آب 374.1 است پس این در این شرایط
 ایده آل نیست.

$v_f < v < v_g \Rightarrow$ در ناحیه اشباع هستیم

در این ناحیه P و T وابسته اند

پس از روی جدول داریم $P = 8581 \text{ kPa}$

خاصیتی مستقلی که در این ناحیه مطرح است کیفیت است.

$x = \frac{v - v_f}{v_g - v_f} = \frac{0.02 - 0.0014}{0.0216 - 0.0014} \quad x = 0.92$

$m_v = x m = 0.92 \times 10 = 9.2 \text{ kg Vapor}$

$m_l = (1 - x) m = 0.8 \text{ kg liq.}$

$V_l = m_l \times v_f = 0.8 \times 0.0014 = 0.00112 \text{ m}^3$

$V_v = m_v \times v_g =$

در دما 300°C ، رازی آب ، حجم مخصوص مخلوط $0.2 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$ ،
 $v_g = 0.0216$ ، $v = 0.2$ ، $v > v_g$ ، super heat

باید به جدول superheated vapor مراجعه کنیم.

در این دما فشار و دما در حالت مستقل از هم اند و باید فشار را از جدول بخار superheat بدست بیاوریم

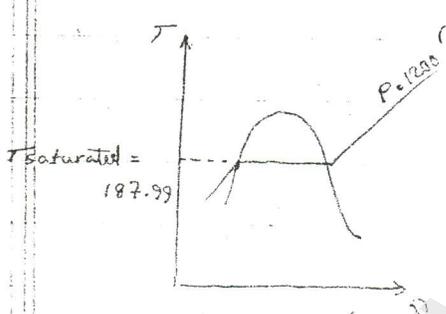
$P = 1200 \text{ kPa}$ $P = 1400 \text{ kPa}$

$T = 300^\circ\text{C}$ $v = 0.213$ $v = 0.182 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$

برای یافتن دما و فشار ، دما و فشار در نقطه را خطی در نقطه می کشیم

معادله خط بین دو نقطه را می نویسیم و حجم 0.2 را در آن قرار می دهیم تا فشار آن بدست آید.

$$P = 1200 + \frac{1400 - 1200}{0.182 - 0.213} (0.2 - 0.213)$$



داده ای داریم ، $P = 1200 \text{ kPa}$ و $T = 1400^\circ\text{C}$ (آب)
 پس در ناحیه superheated هستیم .
 دمای 1400°C در جدول superheated vapor وجود ندارد .
 $T_{\text{آب}} = 667.3 \text{ K}$
 $T = 1400^\circ\text{C} = 1673 \text{ K}$

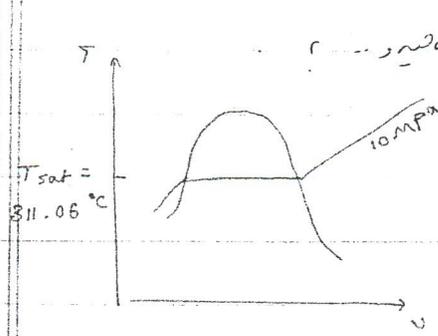
چون بیش از دو برابر دمای بحرانی است پس می توان آن را با جدول درجه

ادر $T = 1300^\circ\text{C} = 1573 \text{ K}$

$$v = \frac{8.314}{18} (1573.15) = 0.59$$

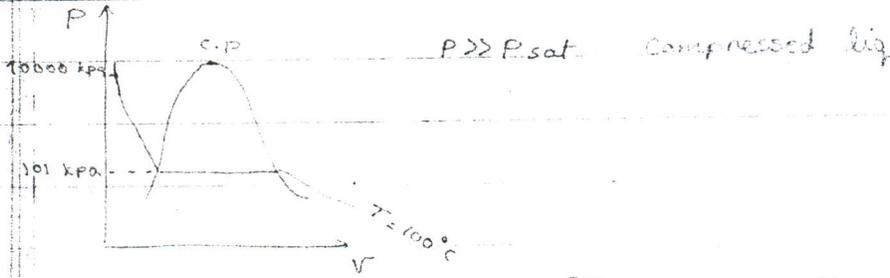
حجم مول در واحد
 kg در هر مترمربع
 در واحد $\text{kmol} \cdot \text{R}$
 می نویسیم .

1200 kPa
 $v = 0.60$ ، 1300°C در دمای superheated vapor داریم در دمای
 پس تعداد این دو جواب بسیار کم است . یعنی می توان آن را با زاید آن گرفت .



ظرفی دارای آب ، $T = 100^\circ\text{C}$ و $P = 10 \text{ MPa}$ است . تعیین حالت آن
 $T < T_{\text{sat}}$ subcooled liq
 مایع مادی سرد

9



تفاوت subcooled liq و Compressed liq در چگالی

یک تغییر از حالت مایع به حالت جامد از کثافت نمودار استفاده کنیم.

از جدول B-1-4 (مایع متراکم) با داشتن T و P حجم مخصوص پیدا می‌کنیم. $v = 0.001039 \frac{m^3}{kg}$

حفظ فشار ثابت در نمودار $T-v$ خیلی به خط مایع اشباع نزدیک است (در دمای پایین)

به همین دلیل برای یافتن v باید از جدول T (آب اشباع) استفاده کرد نه از P چون خطا زاری شود.

آب در دمای $T = 100^\circ C$ و $P = 300 \text{ kPa}$ دانسته باشیم، v را تعیین کنید

P_{sat} در دمای 100 را بدست می‌آوریم $P_{sat} = 101 \text{ kPa}$

$P \gg P_{sat}$

مایع متراکم

چون برای $P = 300 \text{ kPa}$ در جدول مایع متراکم مقادیر درج نشده می‌توانیم از خط مایع اشباع ما در

همان دما خوانند و به عنوان حجم مخصوص در این دما فشار نوشت.

جلسه هفتم

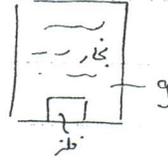
برای دانستن تعادل حباب و بخار آن با لایه از 0.01 (تفصیلاً سه گانه) کفتر باشد

v_i saturated solid

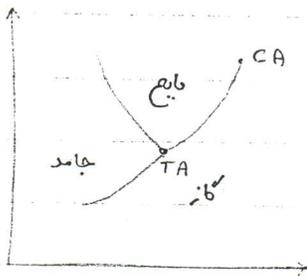
$v_{ig} = v_g - v_i$

$v = v_i + \alpha v_{ig}$

$\alpha = \frac{\text{جرم بخار}}{\text{جرم کل}}$



قطع در ناحیه اشباع تعادل حباب و بخار به جدول نیماز داریم



P, v, T, α

خواص ترمودینامیکی برای ناحیه اشباع :
(در این ناحیه P و T به هم وابسته اند)

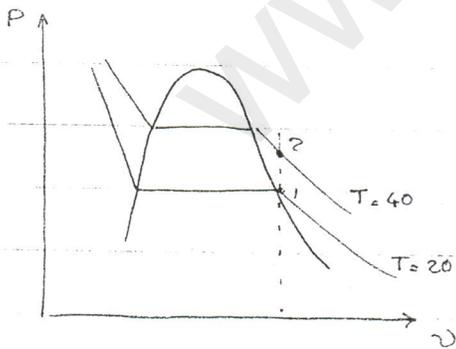
آب

جدول ترمودینامیکی حاصل گیری از فاشن و کاسیات است

(روابط جایی که در ناحیه های بخار شده و کار فایع قرار دارد)

بخار آب، آمونیاک، نیتروژن و هوای که جدول آن ها بدست آمده، خواص سایر مواد را از رابطه عمومی یافته بدست می آوریم.

مثال: آب در فشار بارهای $T = 20^\circ C$ (بخار اشباع) $\alpha = 1$ و در فشار P_2 چقدر است؟



* در ترمودینامیک برای یافتن خواص کافی است 2 خاصیت

مستقل از هم را داشته باشیم.

* برای حل هر مسئله باید یک رابطه هم داشته باشیم.

برای این مسئله نمودار $P-v$

مناسب است.

با بدست آوردن جرم مخصوص و دانستن $T = 40$ (نوع بخار سوپر هیت) می توان P_2 را بدست آورد

لذا $T = 20$ و اینکه ماده بخار اشباع

$P = 800 \text{ kPa}$	$P = 1000 \text{ kPa}$	است (P معلوم)
$T = 40^\circ C$		
$\alpha = 0.1772$	$\alpha = 0.1386$	

$$P = 800 + \frac{1000 - 800}{-0.1772 + 0.1386} (0.1494 - 0.1772) \Rightarrow P = 938 \text{ kpa}$$

گازهای لایه‌ای $P = 7 \text{ Mpa}$, $T = 150^\circ \text{C}$ است. محاسبه P_r و T_r و Z از معادله $PV = ZRT$ انجام می‌دهیم.
این معادله برای مایع و بخار معتبر است.

$$P_r = \frac{P}{P_c \cdot P}$$

$$T_r = \frac{T}{T_c \cdot P}$$

$$P_r = \frac{7}{4.26} = 1.64$$

$$T_r = \frac{423.2}{370} = 1.144$$

$$\Rightarrow Z = 0.54$$

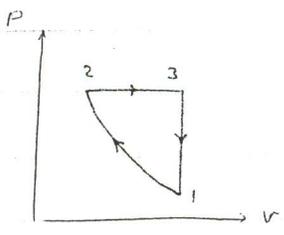
$$R = \frac{8.314}{44} = 0.188 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$$

$$v = \frac{ZRT}{P} = 0.00816 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$$

حلست سیستم

قانون اول

حرفه‌ای ترمودینامیک :



تکثیران انرژی ماده در یک حرفه همگراست

$$\Delta E = E_2 - E_1$$

توجه به علامت داشته باشید :

انفعال حرارتی : تبادل انرژی که بخاطر اختلاف دما صورت می‌گیرد

تبادل کار : تکثیر انرژی سیستم

$$\int \delta Q = J \int \delta W$$

در یک حرفه

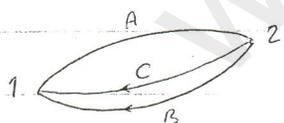
معادله انفعال حرارتی سیستم در یک حرفه برابر مجموع تبادل کارها می‌باشد

سیستم انگلیسی

$$J = 778 \frac{\text{lb ft}}{\text{Btu}}$$

SI

$$J = 1$$



فرایند : هدف ما اینست قانون اول برای فرایند‌های برگشت پذیر را ابتدا با حرفه شروع کنیم (برای فرایند برگشت پذیر در نظر می‌گیریم)

$$\int_{1A}^{2A} \delta Q + \int_{2B}^{1B} \delta Q = \int_{1A}^{2A} \delta W + \int_{2B}^{1B} \delta W$$

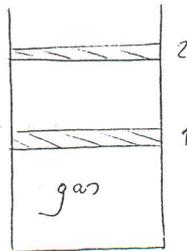
$$\int_{1A}^{2A} \delta Q + \int_{2C}^{1C} \delta Q = \int_{1A}^{2A} \delta W + \int_{2C}^{1C} \delta W$$

$$\int_{2B}^{1B} (\delta Q - \delta W) = \int_{2C}^{1C} (\delta Q - \delta W) \Rightarrow \delta Q - \delta W \text{ یک تابع مستقل از مسیر است}$$

پس $\frac{\delta Q - \delta W}{\delta E}$ یک خاصیت ترمودینامیکی است که آن را تغییرات انرژی سیستم نام گذاری می‌کنیم

$$E = \underbrace{KE}_{\text{انرژی جنبشی}} + \underbrace{PE}_{\text{انرژی پتانسیل}} + \underbrace{U}_{\text{انرژی داخلی}}$$

E انرژی سیستم



انرژی داخلی خاصیتی از ماده است که تغییر خواهد نمود نسبتاً متغیر (در فاز ایده آل، یا هم از تعاریف) چون متغیر است با تغییر خواص ترمودینامیکی، انرژی جنبشی و پتانسیل و با تغییر کندگی انرژی سیستم تغییر کرد، پس انرژی دیگری به نام انرژی داخلی تعریف می‌کنیم.

$$Q_2 - W_2 = E_2 - E_1 = U_2 - U_1 + \Delta KE + \Delta PE$$

- دمای جسم در محیط یکسان است و نیروی F باعث تغییر مکان جسم به اندازه dx شده. $q + \delta w = 0 + dKE + 0$ انتقال حرارت نداریم. $\delta w = -dKE$ دما تغییر نمی‌کند. $\delta w = -F dx$ خواص ترمودینامیکی تغییر نمی‌کند. $\delta w = -dKE$ انرژی داخلی تغییر نمی‌کند.

$$\delta w = -F dx$$

$$F = ma = m \frac{dv}{dt} \frac{dx}{dx} = m v \frac{dv}{dx}$$

$$m v dv = dKE$$

$$KE_2 - KE_1 = \frac{1}{2} m (v_2^2 - v_1^2)$$

$$\delta w = -mg dz = -dPE$$

انرژی جسم تغییر ارتفاع دهد :

$$PE_2 - PE_1 = mg (z_2 - z_1)$$

$$Q_2 - W_2 = U_2 - U_1 + \frac{m v_2^2}{2} - \frac{m v_1^2}{2} + mg (z_2 - z_1) \quad ; \quad \text{حالت کلی قانون اول}$$

مثلاً در حالتی که سیستم شامل یک گاز باشد، بالا داشته باشیم که بستن آن توسط دو لوله که داشته شده با آزاد شدن بستن، بالا خواهد رفت تا فشار درون آن، فشار هوا برابر شود. خواهیم داشت :

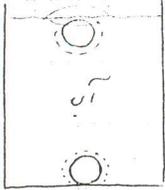
$$Q_2 - W_2 = U_2 - U_1 + 0 + 0$$

چون سرعت در حالت اول صفر است.

مورد دوم سیستم جویا شده می‌باشد.

تغییر انرژی پتانسیل بسیار اندک است.

انرژی جنبشی و پتانسیل از دیدگاه ترمودینامیک و مابقی به محورهاهای شیبان انتقالی بر روی نمودار



حداکثر ظرف ظرف را حجم کنترل می کنیم. فضاهای که به سمت بالا حرکت می کنند:

دستار کم می شود پس تغییر در انرژی و انتقال حرارت داریم

حجم ثابت زیرا می شود پس تغییر در انرژی و کار هم داریم

چون این از خواص هم تغییر کردن پس تغییر انرژی درونی هم داریم

انرژی پتانسیل تغییر کرده چون ارتفاع زیاد شده

انرژی جنبشی هم تغییر کردن چون گفته که فضای است که به سمت بالا می رود پس انرژی جنبشی هم تغییر کرده (عمل انرژیک)

آنچه کل ظرف را حجم کنترل می کنیم (چون ثابت پس از رسیدن به سطح آب می نماند و گاز این خروجی می شود یعنی

هم از عدد سیستم عبور کرده، هم توان سیستم کردن) $W = 0$ و $Q = 0$

$U \text{ kJ, Btu}$

$u = \frac{U}{m} \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} = \frac{\text{J}}{\text{kg}}, \frac{\text{Btu}}{\text{lbm}}$

Saturated region $u = u_f + x u_{fg}$

خواص عمل انرژی داخلی از روی روابطی که خواص قابل اندازه گیری (مثل P, T) را به خواص غیر قابل اندازه گیری مربوط می کند، بدست می آید.

جدول ترمودینامیک، یک تقه بسیار برای ما در تقه می لیند مثلا برای آب، دما 0.01 سانت در تقه گرفته شده (در این جا $u_f = 0$) معادله انرژی داخلی جنبشی است ولی تغییرات انرژی داخلی معادله و تغییر است.

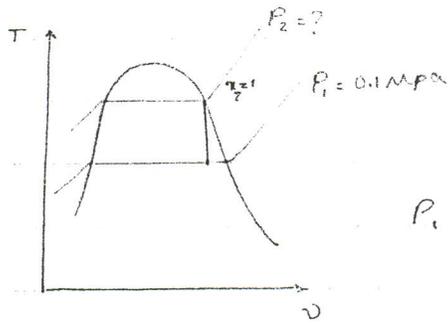
صخره steam و vapor: steam بخاری است که می تواند نظرات تابع داشته باشد. آندهای بخار دو برابر است از دمای بخار می شود دلیل کار ندارم بلکه کار داریم. (صخره Vapor و gas) آنده در طرحی steam داشته باشیم یعنی حالتی که استیخ است و تابع بخار ما هم داریم.

تجزی دارای مایع با حجم 0.05 m^3 و دما برابر. حجم بخار 5 m^3 است. $P = 0.1 \text{ MPa}$. مقدار Q_2 را طبق مبسوط آدیباتیک (تربنای در بظرفی که در حالت یک قطره sat vapor داشته باشیم)؟

$$V_v = 4.95$$

$$W_2 = 0 \quad \Delta PE = 0 \quad \Delta KE = 0$$

$$Q_2 = m(u_2 - u_1)$$



$$P_1 = 0.1 \text{ MPa} \begin{cases} v_f = 0.001043 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}} \\ v_g = 1.6940 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}} \end{cases}$$

$$m_f = \frac{V_f}{v_f} = \frac{0.05}{0.001043}$$

$$m_v = \frac{V_v}{v_g} = \frac{4.95}{1.6940}$$

$$x = \frac{m_v}{m_f + m_v}$$

$$u_1 = u_f + x u_{fg}$$

$$m = m_f + m_v$$

$$x_2 = 1$$

$$v_1 = v_2 = \frac{S}{m} \Rightarrow v_2 = v_g \Rightarrow u_2 \checkmark$$

$$\Rightarrow Q_2 \checkmark$$

تفاوت خاصه ها این که از عبارات ترمودینامیکی بر حسب که عدد، در مورد این است می نیز بدست که آید.

$$h = h_f + x h_{fg}$$

در اکثر اوقات ترمودینامیکی، خواص additive هستند یعنی آن خاصیت برای مخلوط (مثل) آب و بخار مجموع آن خاصیت برای تک تک اجزا است.

$C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p$ specific heat at constant pressure. C_p
 در رابطه است با C_p استاندارد (چون $\Delta T = 0$)
 $h = h(T, p)$

$C_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v$ $u = u(T, v)$ specific heat at constant volume. C_v

مثال:

تعداد C_p برای Vapor، 0.5 mpa و 375°C و 0.5 mpa و 400°C را بدید.

	T	h
0.5 Mpa	350°C	$3167.7 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$
0.5 Mpa	400°C	3271.8

$$C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\Delta h}{\Delta T} \right)_{p=0.5 \text{ Mpa}} = 2.082 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$$

خواص ترمودینامیکی مثل h ، C_p و C_v برای گاز تقریباً مستقل از دما و فشار است (در سیستم دما و در حجم کنترل) بستگی ندارد.

گازهای دانه مايعات و جامدات:

$$h = u + p v$$

$$dh = du + p dv + v dp$$

برگ مايعات و جامدات $v = \frac{1}{\rho}$
 تراکم تغییر incompressible

$$dh = du \Rightarrow \frac{dh}{dT} = \frac{du}{dT}$$

$$\Rightarrow C_p = C_v = C$$

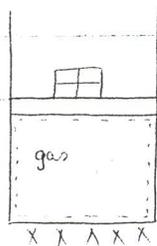
در برای مايعات و جامدات بسیار معتاد است

قانون اول ترمودینامیک

$$\delta q - \delta w = du + v dv + g dz$$

$$\int_{1,2} \frac{Q}{m} - \int_{1,2} \frac{W}{m} = (u_2 - u_1) + \frac{1}{2} v_2^2 - \frac{1}{2} v_1^2 + g(z_2 - z_1)$$

فرآیند ایزبالت



$$\int_{1,2} \frac{Q}{m} - \int_{1,2} \frac{W}{m} = u_2 - u_1$$

برای اینکه فرآیند ایزبالت باشد

$$W_{1,2} = \int_1^2 P dV$$

باید اختلاف دما

منفی شود و سیستم گرم باشد

اینکه می توان شدت شعله را کم کرد.

شبه تکانی
 $p = \text{const}$
 $W_{1,2} = P \Delta V$

$$\rightarrow Q_2 = (u_2 + P_2 v_2) - (u_1 + P_1 v_1)$$

enthalpy $H = U + PV$ (kJ ; Btu)

$$h = \frac{H}{m} \quad \left(\frac{\text{kJ}}{\text{kg}} , \frac{\text{Btu}}{\text{lbm}} \right)$$

خاصیت ترمودینامیک :

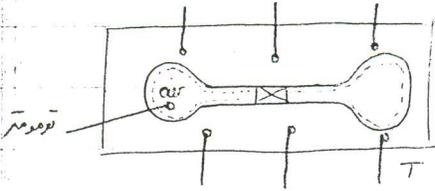
1. تغییراتش کامل
2. کاربرد ویژه در ترمودینامیک

1. فرآیند حرارت دار در فشار ثابت

2. شبه تکانی

$$Q_2 = H_2 - H_1$$

استایی این از پایه هکایت قانون اول ترمودینامیک در فرآیندهای حجم کنترل است.



ابتدا هوا را با نسبت رست با در لیس از محفظه ها قرار داد.
 در آن زاویه پهنی نزدیک برآوردن قرار داد تا در یک هوای بدون
 محفظه ثابت شود (هم در با آن بدون محفظه)

$$T_2 = T_1 = T$$

$$P_2 < P_1$$

مثلاً اگر حجم دو محفظه برابر باشند

دستگاه یکسان باشد

مسیب هم را با سرد

هوا مستطقی سرد است که دو محفظه را سرد کرد

این فرآیند غیر متساوی است

در طی این فرآیند (انرژی ترمومترها خوانده می شود) ثابت ماند

چون ترمومترها اختلاف دما را این نوع حالت اورد نشان ندادند

پس $w_2 = 0$ (ترموترها دما را فقط محفظه ها یعنی آن را می خوانند)

چون سردی معادلی روی همه سیستم سرد شده (تا در همه آنجا قرار شد

روی آن کار انجام شود) $w_2 = 0$

$$= D \quad U = \text{Const} \quad U_2 = U_1$$

برای هر ماده $u = u(T, v)$

ثابت T

v

دلی برای هوا در حالت مایع. انرژی درونی فقط تابعی از دما است

ideal gas $\Rightarrow u = u(T)$

$$C_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v$$

$$\Rightarrow C_{v0} = \frac{du}{dT}$$

$$\Rightarrow du = C_{v0} dT$$

$$C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p$$

$$u_2 - u_1 = \int_{T_1}^{T_2} C_{v0} dT$$

$$h = u + Pv$$

$$u = u(T)$$

$$Pv = RT$$

$$\Rightarrow h = h(T) \Rightarrow C_{p0} = \frac{dh}{dT} \Rightarrow dh = C_{p0} dT$$

$$h_2 - h_1 = \int_{T_1}^{T_2} C_{p0} dT$$

گازها و مایعات در فشار ثابت و حجم ثابت، تابعی از دما هستند چون حاصل مینویسند توابعی درجه اول هستند

$$C_p = C_p(T) \quad C_v = C_v(T)$$

آنکه C_p و C_v ثابت هستند داریم:

$$h = u + Pv \Rightarrow C_p T = C_v T + RT$$

$$\Rightarrow C_p - C_v = R$$

این رابطه به طور کلی برای هر گاز (گازها و مایعات و جامدات) برقرار است.

$$dh = du + R dT \Rightarrow C_p dT = C_v dT + R dT$$

$$\Rightarrow C_p - C_v = R$$

برای گازهای تک اتمی تغییرات C_p نسبت به T نسبت کم است (در گازهای کم، $C_p - T$ تقریباً ثابت است)

برای گازهای دو اتمی این تغییرات زیاد است و C_p نسبت به گازهای سه اتمی کم تر است.

اتمهای گازهای تک اتمی دارای انرژی جنبشی (معمولاً بسیار زیاد) هستند که به آن translational E گویند. این انرژی فقط تابعی از دما است $E = \frac{3}{2} kT$ باعث می شود در دماهای بالا C_p تابعی از دما شود که در دماهای پایین نه جنبشی از انرژی در گازهای تک اتمی با 4 جبهه ای الکترون های آن ها یکی گازهای مختلف درجه اول شود. به این انرژی electronic E گویند.

گازهای چند اتمی انرژی را به صورت های دیگری نیز ذخیره می کنند.

صورت های دیگر انرژی توابع درجه 2 یا سینتر دما هستند به همین دلیل C_p در آن ها تابعی از دما است.

$$C_p, C_v \left(\frac{kJ}{kg \cdot K} \right), \left(\frac{Btu}{lbm \cdot R} \right)$$

حجم مولکولی بر حسب مثلاً kg بیان می شود و kg

مثلاً بدون واحد است چون حجم مولکولی به صورت

نسبی (نسبت به اتم پایه = کربن) تعریف می شود.

(مثلاً هوا حجم مولکولی اش 29 است یعنی 29

برابر حجم اتم پایه است) پس حجم مولکولی را تبدیل واحد می کنیم

$$\bar{C}_p \left(\frac{kJ}{kmol \cdot K} \right), \left(\frac{Btu}{mol \cdot R} \right)$$

$T = 100^\circ\text{C}$	حالت
$P = 10 \text{ bar}$	
$V = 0.1 \text{ m}^3$	
air	

$t = 10^\circ\text{C}$

$T_2 = ?$

عسل ابروی شود و حجم گاز زیاد می شود
 مقدور است که تغییر در دمای ثابت است

فراوانی دما در بسیار سریع است یعنی در زمان انتقال
 دما در تمام (با اینکه دما در طرف مقابل است)
 فراوانی دما است (1)

$Q_{in} = 0$

$Q_{out} = 0$

$W = 0$

ideal gas $(u = 14.5)$

$T_1 = 100$

پس از انتقال دما، طرف با محیط به تعادل دما می رسد بدای کند

$Q_{2,1} = 0$

$T_2 = 10^\circ$

$Q_{2,2} = ?$

$Q_{2,2} = u_2 - u_1 = m \cdot (u_2 - u_1) = m C_{v,air} (T_2 - T_1)$

علم یازدهم

1) u, h از اینها

تغییرات انرژی در سیستم بسته در صورتی که تغییرات دما و حجم یا دما و فشار مشخص شود

$$\Delta u = C_v \Delta T$$

$$\Delta h = C_p \Delta T$$

$$2) \Delta u = \int_{T_1}^{T_2} C_v(T) dT$$

$$\Delta h = \int_{T_1}^{T_2} C_p(T) dT$$

3) $T \rightarrow u, h$ از اینها $A_7.1, A_8$ $\begin{cases} N_2 \\ O_2 \\ CO_2 \\ H_2O \text{ (در دمای زیاد)} \\ \text{که گاز ایده آل است} \end{cases}$

$$\Delta h = h_2 - h_1, \quad \Delta u = u_2 - u_1$$

$$h_2 = h_{T_2}$$

4) T_1, T_2

$$C_{pa} = \frac{\int_{T_1}^{T_2} C_p dT}{T_2 - T_1}$$

$$C_{pa} (T_2 - T_1) = \int_{T_1}^{T_2} C_p dT$$

$$\Delta h = \Delta h$$

$$\Delta h = C_{pa} (T_2 - T_1) \sim \Delta h \text{ دقیق نیستی آید}$$

5) Δh T_1, T_2

$$T_{av} = \frac{T_1 + T_2}{2}$$

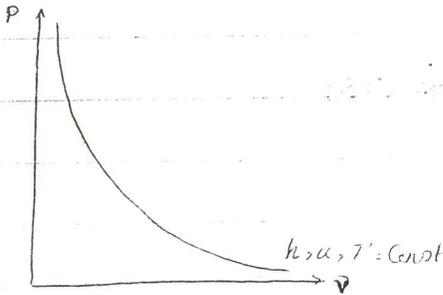
$$C_{p_{T_{av}}} = C_p(T_{av})$$

$$\Delta h = C_{p_{av}} (T_2 - T_1)$$

اگر برای گاز صاف وجود نداشته باشد T_1 و T_2 اختلاف

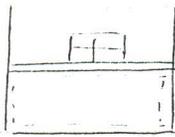
زیادی داشته باشد C_p و C_v ثابت نباشند (میان T_{av}

را بدست آورد و از روی نمودار C_p را پیدا کرد



حالت ایزوثرمیک است. در این حالت دما ثابت است.

2)



$P_2 = 1 \text{ MPa}$
 $T_2 = 150^\circ \text{C}$

مثال: در زمان برداشتن از یک موتور الکتریکی نیروی سلیندر قرار می دهیم
 $W_2 = 20 \text{ kJ}$

چون فرآیند شبه تعادلی نیست برای محاسبه W نمی توان
از $\int p \cdot dV$ استفاده کرد.

1)



$P_1 = 150 \text{ kPa}$
 $V_1 = 0.1 \text{ m}^3$
 $T_1 = 25^\circ \text{C}$

$Q_2 = ?$

در این اختلاط (یا مخلوط) برای گازهای دو اتمی مثل هوا
می توان C_v را تقریباً ثابت گرفت.

$Q_2 - W_2 = U_2 - U_1$

$pV = nRT$ $\frac{pV}{m} = \frac{R}{M} T$ $pV = RT = nRT = mRT$

$m = \frac{pV}{RT} = \frac{150 (0.1)}{\frac{8.314}{28} (25 + 273.15)} = 0.1695 \text{ kg}$

$Q_2 = \int_{T_1}^{T_2} C_{v0} dT + W_2$
 $= m C_{v0} (T_2 - T_1) + W_2$

پس با از جدول برای گاز نیتروژن به دست می آوریم
(جدول A-5)

$Q_2 = 0.1695 (0.7448) (150 - 25) - 20$

برای محاسبه C_{v0} می توان T_{avg} را محاسبه کرد
و آنرا در رابطه C_p از جدول A-6
قرار داد و بعد C_{v0} را محاسبه کرد.

$$\frac{\delta Q}{\delta t} - \frac{\delta W}{\delta t} = \frac{\delta U}{\delta t} + \frac{\delta KE}{\delta t} + \frac{\delta PE}{\delta t}$$

$$\lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\delta Q}{\delta t} = \dot{Q}_2$$

$$\lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{\delta W}{\delta t} = \dot{W}_2$$

نرخ انتقال حرارت = \dot{Q}_2

نرخ تبادل کار = \dot{W}_2

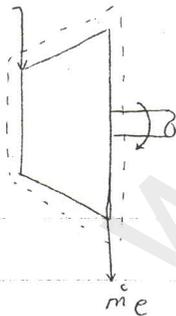
$$\dot{Q}_2 - \dot{W}_2 = \frac{dU}{dt} + \frac{dKE}{dt} + \frac{dPE}{dt}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{kJ}{s} \\ \frac{Btu}{h} \end{array} \right\} - \left\{ \begin{array}{l} kW \\ \frac{Btu}{h} \end{array} \right\}$$

$$\frac{Btu}{h}$$

$$\frac{Btu}{h}$$

$$\left(\frac{kg}{s} \right), \dot{m}_i$$

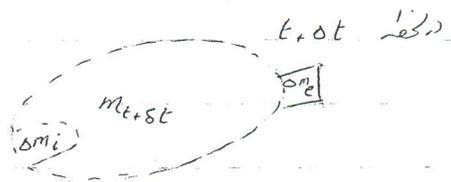
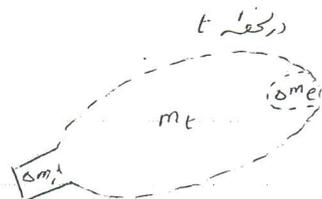


حجم کنترل:

چون تبادل حرارت داریم پس باید حجم کنترل را دربر بگیریم

$$\dot{m}_i - \dot{m}_e = \frac{dm_{cv}}{dt}$$

تغییرات حجم داخل حجم کنترل به زمان



حجم کنترل (چون حجم به اندازه Δm_i)

قادر در ورودی به اندازه Δm_e خارج

خارج دارد.

ظرفی جدیدی استوار می کنیم

جرم داخل حجم کنترل به اقصانه جرم ورودی (از لحظه t) یا به اقصانه جرم خروجی (از لحظه $t + \delta t$) در این حالت یک سیستم داریم (چون تغییر جرمی در این دو حالت نداریم)

$$m_t + \delta m_i = m_{t+\delta t} + \delta m_e$$

این رابطه برای سیستم برقرار است و یک موازنه جرم برای حجم کنترل می خواهیم $t =$ زمانی که δt به صفت صفر میل کند ، بقای جرم بر روی حجم کنترل برقرار است

$$\lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{m_t - m_{t+\delta t}}{\delta t} + \frac{\delta m_e}{\delta t} - \frac{\delta m_i}{\delta t} = 0 \quad \text{تغییرات جرم داخل حجم کنترل به زمان} \quad \frac{m_t - m_{t+\delta t}}{\delta t} = \frac{dm_{c.v}}{dt}$$

$$\frac{dm_e}{dt} = \dot{m}_e$$

$$\frac{dm_i}{dt} = \dot{m}_i$$

$$\frac{dm_{c.v}}{dt} + \dot{m}_e - \dot{m}_i = 0$$

$$\frac{dm_{c.v}}{dt} + \sum \dot{m}_e - \sum \dot{m}_i = 0$$

steady flow \leftarrow $\dot{m}_e = \dot{m}_i$ ، جرم داخل حجم کنترل تغییر نکرد یعنی $\frac{dm_{c.v}}{dt} = 0$ (یعنی جرم داخل حجم کنترل ثابت می ماند) در این جرمی خروجی و ورودی هم (یعنی جرم داخل حجم کنترل ثابت می ماند) است به زمان نباید تغییر کند

اند سرعت زاویه ای یا بی درجه توربین داشته باشیم ، سیستم توربین ها steady است و بی در هتلم راه اندازی یا خاموش کردن دستگاه wosteady است

یا در لوله به هوای داخل آن کله می شود یک حجم کنترل wosteady است



$t_1 - m_1$

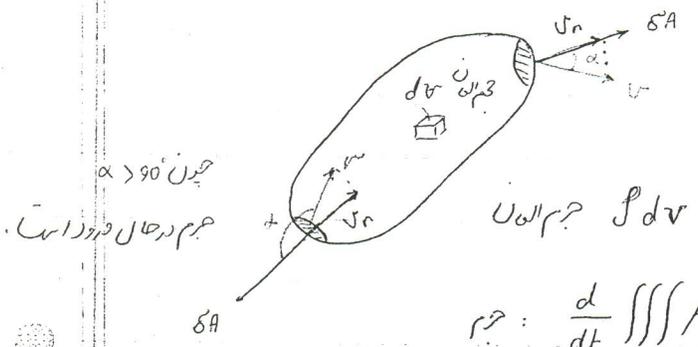
$t_2 - m_2$

$$\frac{dm_{c.v}}{dt} = -\dot{m}_e$$

$$\int_{t_1}^{t_2} dm_{c.v} = - \int_{t_1}^{t_2} \dot{m}_e dt$$

$$m_2 - m_1 = -m_e$$

steady flow - جریان دائم (پایدار)
 وقتی یک سیستم steady است، باید هیچ تغییری از پارامترهای آن به زمان نداشته باشد.



حجم الی ρdv

$$\text{جرم} : \frac{d}{dt} \iiint \rho dv = \frac{dm_{c.v}}{dt}$$

$$\frac{d}{dt} \int \rho dv = \frac{dm_{c.v}}{dt}$$

$$\delta \dot{m} = \rho v_n \cdot \delta A$$

منتهی بسکالر

$$\sum \dot{m}_e - \sum \dot{m}_i = \int \rho v_n dA = \int \rho v_n dA$$

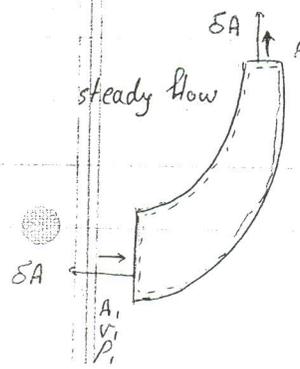
سطح کنترل

موازنه جرم بر حسب حلقه‌های جریان

$$\frac{d}{dt} \int \rho dv + \int \rho v_n dA = 0$$

حجم کنترل سطح کنترل

$v = \text{const}$
 $\rho = \text{const}$ } Incompressible غیر قابل تراکم



$$\frac{d}{dt} \int \rho dv = 0 \quad \rho = \text{const} \Rightarrow \text{جریان Incompressible است}$$

$$\Rightarrow \int_A \rho v_n dA = 0$$

روی آن سطح زانویی مؤلفه سرعت است
 پس روی ورودی و خروجی روی سطح آن است

$$-\rho v_1 A_1 + 0 + \rho v_2 A_2 = 0$$

$$v_1 A_1 = v_2 A_2$$

$$v_2 = \frac{A_1}{A_2} v_1$$

$$\dot{m} = \rho A v$$

آنچه در رابطه ای v ، A و ρ داشته باشیم می توانیم از آن برای بدست آورد.



$$T = 25^\circ\text{C}$$

$$P = 150 \text{ kPa}$$

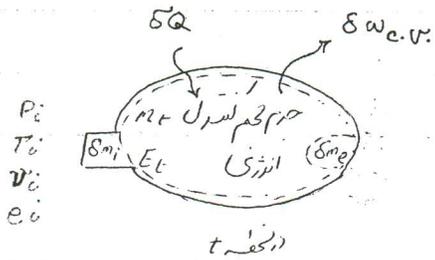
$$\dot{m} = ?$$

$$v = \frac{RT}{P} = \frac{0.287 (298.15)}{150} = 0.5705 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}} = \frac{1}{\rho}$$

$$A = \pi \frac{D^2}{4} = 0.0314 \text{ m}^2$$

$$\dot{m} = \frac{0.0314 \times 0.1}{0.5705} = 0.0055 \text{ kg/s}$$

فانکشن اول ترمودینامیک « حجم کنترل »



چیزی که از حجم کنترل خارج می شود (delta m_e) لزوماً خواص ترمودینامیک مشابه با خواص حجم کنترل ندارد چون delta m_e در آستانه خروج است ولی m_t در داخل حجم کنترل طی زمان استفاده کرده.



حجم کنترل + جرم دوری + جرم حوضی این سیستم را تشکیل می دهد.

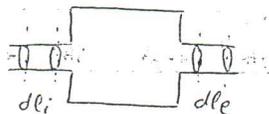
$$Q_{12} = E_2 - E_1 + W_{12}$$

$$\frac{\delta Q_{12}}{\delta t} = \frac{E_2}{\delta t} - \frac{E_1}{\delta t} + \frac{\delta W_{12}}{\delta t}$$

$$E_1 = E_t + e_i \delta m_i$$

$$E_2 = E_{t+\delta t} + e_e \delta m_e$$

$$E_2 - E_1 = E_{t+\delta t} - E_t + e_e \delta m_e - e_i \delta m_i$$



$$\text{Flow work}_{in} = -F_i dl_i = -P_i \underbrace{A_i dl_i}_{dV_i} = -P_i v_i \delta m_i$$

$$\text{Flow work}_{out} = +P_e v_e \delta m_e$$

$$(\text{Flow work})_{\text{net}} = P_e v_e \delta m_e - P_i v_i \delta m_i$$

$$\delta W_{12} = \delta W_{c.v} + P_e v_e \delta m_e - P_i v_i \delta m_i$$

$$\delta Q_{12} \approx \delta Q$$

چون δm_e و δm_i اولی و دومی بسیار کوچک هستند، سطوح بسیار کوچکی را می‌توانیم در نظر بگیریم. این سطوح از دوی این سطوح بسیار کم است = مقدار انتقال حرارت سیستم تقریباً برابر مقدار انتقال حرارت حجم کنترل است.

$$\frac{dQ}{dt} = \dot{Q} \quad (\text{نرخ انتقال حرارت (توان)})$$

$$\frac{dW}{dt} = \dot{W} \quad (\text{نرخ انتقال کار (توان)})$$

$$\frac{\delta Q}{\delta t} + \frac{\delta m_i}{\delta t} (e_i + P_i v_i) = \frac{E_t + \delta t - E_t}{\delta t} + \frac{\delta m_e}{\delta t} (e_e + P_e v_e) + \frac{\delta W_c}{\delta t}$$

$$ke = \frac{1}{2} m v^2$$

$$e = u + ke + pe$$

$$e + Pv = u + \frac{1}{2} v^2 + gz + Pv \quad (u + Pv = h)$$

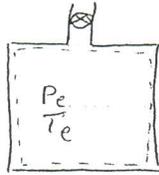
$$= h + \frac{1}{2} v^2 + gz$$

$$\frac{\delta Q}{\delta t} + \frac{\delta m_i}{\delta t} (h_i + \frac{1}{2} v_i^2 + gz_i) = \frac{E_t + \delta t - E_t}{\delta t} + \frac{\delta m_e}{\delta t} (h_e + \frac{1}{2} v_e^2 + gz_e) + \frac{\delta W_{c.v}}{\delta t}$$

اگر $\delta t \rightarrow 0$ آنگاه می‌توانیم بر مبرزه‌های حجم کنترل متعلق می‌شود و قانون اول ترمودینامیک برای حجم کنترل برقرار می‌آید.

$$\dot{Q}_{c.v} + \dot{m}_i (h_i + \frac{v_i^2}{2} + gz_i) = \frac{dE_{c.v}}{dt} + \dot{m}_e (h_e + \frac{v_e^2}{2} + gz_e) + \dot{W}_{c.v}$$

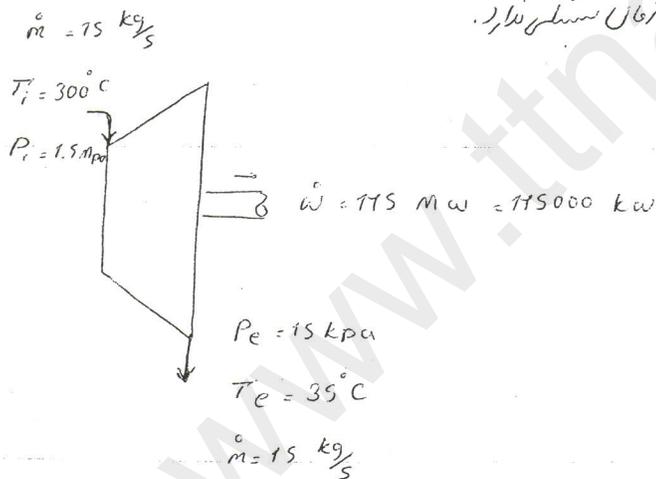
دقیقه جرمی دارد و خارج می شود، انرژی آن بزرگ انرژی داخل نسبت به حجمیت بزرگ است نسبت به دما و انرژی



شد شیر را باز کنیم، هنگامیکه چون حجم از داخل ظرف خارج می شود و همراه خودش انرژی را هم خارج می کند، انرژی کم شد نسبت به زمان تغییر می کند.

steady state, steady flow (حالتی که در آن تغییراتی وجود ندارد) حجم دائم، دما و فشار دائم
SSSF جریان دائم، دما و فشار دائم

در بیشتر سیستم ها در صورتی که خواص به زمان بستگی ندارد.



چون هیچ کدام از خواص عامل زمان را ندارد، steady flow, steady state داریم

چون خواص تغییر نمی کند هم به زمان بستگی ندارد، $\frac{dE_{c.v}}{dt} = 0$

قانون اول ترمودینامیک:

$$\dot{Q}_{c.v} + \sum \dot{m}_i \left(h_i + \frac{V_i^2}{2} + g z_i \right) = \sum \dot{m}_e \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} + g z_e \right) + \dot{W}_{c.v}$$

SI (Système International)

سیستم بین الاقوامی

فٹ m

سین s

کلو گرام kg

$$F \propto ma \quad F = \frac{1}{g_c} ma \quad N = \frac{1}{g_c} (1 \text{ kg}) (1 \frac{\text{m}}{\text{s}^2})$$

$$g_c = 1 \frac{\text{kg m}}{\text{N s}^2}$$

کیلو جول / کلو گرام
جینس

$$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}} = \frac{\text{J}}{\text{kg}}$$

$$\frac{\text{k}}{\text{m}} = \frac{1}{2} v^2 \Rightarrow \text{کیلو جول / کلو گرام} \quad \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}$$

$$\frac{\text{k}}{\text{m}} = \frac{1}{2g_c} v^2 \Rightarrow \text{کیلو جول / کلو گرام} \quad \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} \times \frac{\text{N s}^2}{\text{kg m}} = \frac{\text{N} \cdot \text{m}}{\text{kg}} = \frac{\text{J}}{\text{kg}}$$

سیستم امریکی

فٹ ft

سین s

پونڈ لبرم lbm

پونڈ لبر فورس lbf

$$F \propto ma \quad F = \frac{1}{g_c} ma \quad 1 \text{ lbf} = \frac{1}{g_c} (1 \text{ lbm}) (32.176 \frac{\text{ft}}{\text{s}^2})$$

$$\Rightarrow g_c = 32.176 \frac{\text{lbm} \cdot \text{ft}}{\text{lbf} \cdot \text{s}^2}$$

$$KE = \frac{1}{2g_c} mv^2 \quad PE = \frac{g}{g_c} mZ$$

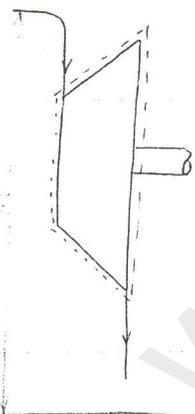
سیستم انرژیک

1 lb ft
 1 slug s
 slug

$$F = \frac{1}{g_c} ma \quad 1 \text{ lb ft} = \frac{1}{g_c} (1 \text{ slug}) (1 \text{ ft/s}^2)$$

$$\Rightarrow g_c = 1 \frac{\text{slug ft}}{\text{lb s}^2}$$

SSBE
 سیستم انرژی



$$\dot{Q}_{c.v} + \dot{m}_i \left(h_i + \frac{v_i^2}{2g_c} + \frac{g}{g_c} z_i \right)$$

$$= \dot{W}_{c.v} + \dot{m}_e \left(h_e + \frac{v_e^2}{2g_c} + \frac{g}{g_c} z_e \right)$$

$$+ \frac{dE_{c.v}}{dt}$$

$$\dot{m}_i = \dot{m}_e = \dot{m} \Rightarrow \sum \dot{m}_i = \sum \dot{m}_e$$

SI $g_c = 1$

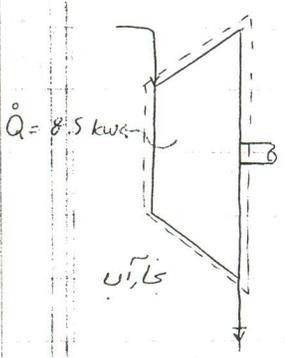
$$\frac{\dot{Q}_{c.v}}{\dot{m}} + \left(h_i + \frac{v_i^2}{2} + z_i \right) = \left(h_e + \frac{v_e^2}{2} + z_e \right) + \frac{\dot{W}_{c.v}}{\dot{m}}$$

$$\frac{\dot{Q}_{c.v}}{\dot{m}} = q_{c.v} = \frac{\text{kJ/s}}{\text{kg/s}} = \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

این رابطه برای حالتی است که تعداد جرم ها برای ورود و خروج یکسان باشد.

$$\frac{\dot{W}_{c.v}}{\dot{m}} = w_{c.v} \Rightarrow \text{تدری} = \dot{W}_{c.v} = \dot{m} w_{c.v}$$

21



- $\dot{m}_i = 1.5 \text{ kg/s}$
- $P_i = 2 \text{ Mpa}$
- $T_i = 350^\circ \text{C}$
- $V_i = 50 \text{ m/s}$
- $Z_i = 6 \text{ m}$
- $\dot{m}_e = 1.5 \text{ kg/s}$
- $P_e = 0.1 \text{ Mpa}$
- $x_e = 100 \%$
- $V_e = 200 \text{ m/s}$
- $Z_e = 3 \text{ m}$

$\dot{W}_{c.v} = ?$

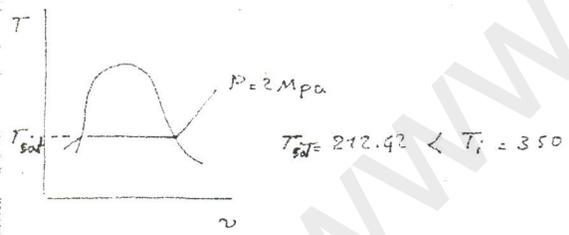
نتیجه 1: رقم لغوی

نتیجه 2: چون $\dot{m}_i = \dot{m}_e \Rightarrow$ steady flow

نتیجه 3: چون هیچ یک از پارامترها با یک تغییر نمی‌دهند steady state \Rightarrow

$$q_{c.v} + (h_i + \frac{V_i^2}{2} + gZ_i) = (h_e + \frac{V_e^2}{2} + gZ_e) + w_{c.v}$$

$P_i = 2 \text{ Mpa}$
 $T_i = 350^\circ \text{C}$ super heated vapor $\Rightarrow h_i = 3137 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$



$\frac{V_i^2}{2} = \frac{50^2}{2 \times 1000} = 1.25 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$
 تبدیل J به kJ

نتیجه 4: با دگر سرعت بالا انرژی جنبشی بسیار کم است.

$gZ_i = \frac{6 \times 9.8066}{1000} = 0.059 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$

نتیجه 5: حتی با دگر ارتفاع ها کم زیاد، انرژی پتانسیل کم است.

$P_e = 0.1 \text{ Mpa}$ saturated vapor $\Rightarrow h_e = h_g = 2675.5 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$
 $x_e = 100 \%$

$\frac{V_e^2}{2} = \frac{200^2}{2 \times 1000} = 20 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$

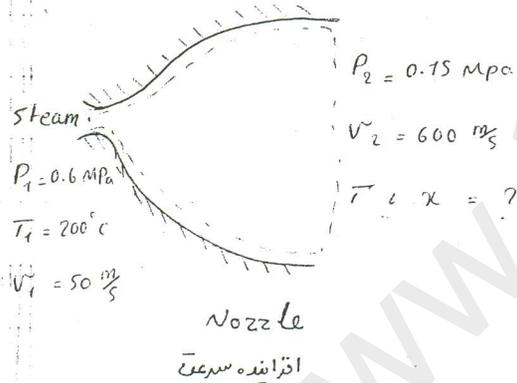
$$g_{fe} = 3 \times \frac{9.80665}{1000} = 0.029 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

در مسائل که از سرعت ورودی و خروجی صحبت نشده، از انرژی جنبشی ورودی و خروجی صرفه نظر می‌کنیم.

$$Q_{c.v} = \dot{m} q_{c.v} = -8.5 \frac{\text{kJ}}{\text{s}}$$

$$-8.5 + 7.5 (3137 + 7.25 + 0.059) = 7.5 (2675.5 + 20 + 0.029) + \dot{W}_{c.v}$$

$$\Rightarrow \dot{W}_{c.v} = 655.7 \text{ kWatt}$$



نکته: اگر سرعت جریان خروجی بیشتر از سرعت صوت باشد، ابزار کردن سطح مقطع خروجی نسبت به ورودی، سرعت زیادی شود ولی در سرعت های قانون گوردن آدر سطح مقطع کوچکتر شود، سرعت زیادی شود.

$$Q = 0 \quad \text{سطح عایق}$$

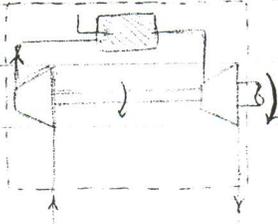
$$W = 0 \quad \text{فاصله حرکت سطح، shaft، جریان الکتریکی}$$

$$0 + (h_1 + \frac{V_1^2}{2} + 0) = 0 + (h_2 + \frac{V_2^2}{2} + 0) \quad \Rightarrow \quad h_1 = h_2 \quad \checkmark$$

$$P_2 = 0.15 \quad \checkmark$$

$$h_f < h_2 < h_g \quad \Rightarrow \quad \text{saturated vapor}$$

$$h_g < h_2 \quad \Rightarrow \quad \text{superheated vapor}$$



144 ، 32.2 ، 550 ، 778

$P_{si} = P_{si}$ بر حسب تبدیل $\frac{lbm \cdot ft}{s}$
 g_c بر حسب تبدیل است $\frac{lbm \cdot ft}{s}$
 Btu بر حسب تبدیل $\frac{lbm \cdot ft}{s}$

برای توان از رابطه $P = \dot{m} R T_1$ بدست آورده

چون هوا اینجا از حالت مایع است

تعداد انتقال حرارت؟

$P_i = 14.7 \text{ psia}$
 $T_i = 70^\circ F$
 $\rho_i = 0.0749 \frac{lbm}{ft^3}$
 $V_i = 400 \frac{ft}{s}$
 $A_i = 1.2 \text{ ft}^2$

$P_e = 26 \text{ psia}$
 $T_e = 300^\circ F$
 $\rho_e = 0.0924 \frac{lbm}{ft^3}$
 $A_e = 1 \text{ ft}^2$

Gas Turbine

$W_{c.v} = 500 \text{ hp}$

$$\rho_i = \frac{P_i}{R T_i} \quad \bar{R} = 1553 \frac{lbm \cdot ft}{mol R} \quad P_{sf} \frac{lbm}{ft^2}$$

$$\rho_i = \frac{14.7 \times 144}{1553 (70 + 460)} = 0.0749 \frac{lbm}{ft^3}$$

$$\rho_e = \frac{26 \times 144}{1553 (300 + 460)} = 0.0924 \frac{lbm}{ft^3}$$

$$\dot{Q}_{c.v} + \left(\dot{m}_i \left(h_i + \frac{V_i^2}{2g_c} + \frac{g}{g_c} z_i \right) \right) = \left(\dot{m}_e \left(h_e + \frac{V_e^2}{2g_c} + \frac{g}{g_c} z_e \right) \right) + W_{c.v}$$

$$W_{c.v} = 500 \text{ hp} = 500 \times 550 \frac{lbm \cdot ft}{s} = 500 \times \frac{550}{778} \frac{Btu}{s}$$

$$\dot{m} = \rho_i A_i V_i = 0.0749 \times 1.2 \times 400 = 36 \frac{lbm}{s}$$

چون انتقالی بر حسب Btu است و ما میخواهیم انتقال حرارت را بر حسب Btu بدست آوریم باید $\frac{Btu}{s}$ بر حسب Btu بدست آوریم

$$w_{c.v} = \frac{\dot{W}_{c.v}}{\dot{m}} = 9.82 \frac{\text{Btu}}{\text{lbm}}$$

$$q_{c.v} = C_p (T_e - T_i) + \frac{v_e^2}{2g_c} - \frac{v_i^2}{2g_c} + w_{c.v}$$

$$C_p = 0.24 \frac{\text{Btu}}{\text{lbm} \cdot \text{R}}$$

$$q_{c.v} = 0.24 (300 - 70) \frac{\text{Btu}}{\text{lbm}} + \frac{390^2}{2 \times 32.2} \left(\frac{\text{ft}^2}{\text{s}^2} \right) \left(\frac{\text{lb} \cdot \text{ft}}{\text{lbm} \cdot \text{s}^2} \right) - \frac{400^2}{2 \times 32.2} \times \frac{1}{778} \left(\frac{\text{Btu}}{\text{lbm}} \right) + 9.82$$

$$\dot{m}_i = \dot{m}_e = 36 \frac{\text{lbm}}{\text{s}} \quad v_e = \frac{\dot{m}}{\rho_e A_e}$$

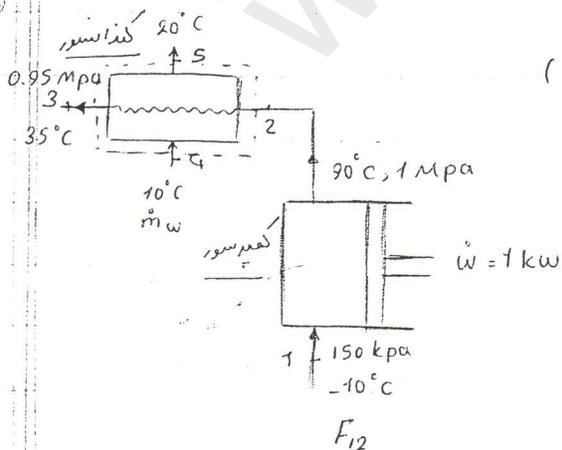
$$v_e = \frac{36}{0.0924 \times 1} = 390 \frac{\text{ft}}{\text{s}}$$

$$q_{c.v} = 64.9 \frac{\text{Btu}}{\text{lbm}}$$

$$\eta_{\text{th}} = \frac{w_{c.v}}{q_{c.v}} = \frac{9.82}{64.9}$$

Retregeneration Cycle

shell and tube
heat exchange



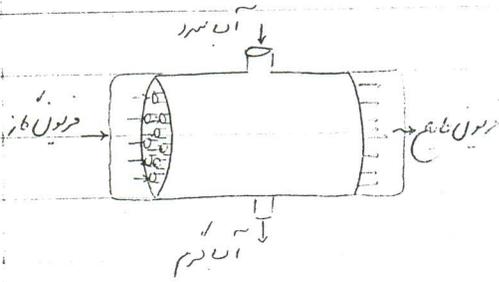
مبدل حرارتی (یک سیال داخل لوله و یک سیال خارج لوله)

$$\dot{m}_{r2} = 0.076 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$$

کندانسور نوعی مبدل حرارتی است که سیال در آن تغییر فاز می دهد.

$$\sum \dot{m}_i (h_i) = \sum \dot{m}_e (h_e)$$

$$\dot{m}_r h_2 + \dot{m}_w h_4 = \dot{m}_r h_3 + \dot{m}_w h_5 \Rightarrow \dot{m}_w = \frac{\dot{m}_r (h_2 - h_3)}{(h_5 - h_4)}$$



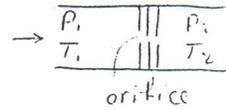
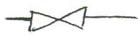
$$Q_{c.v} + \dot{m}_p (h_2) = \dot{m}_p (h_3)$$

$$Q_{c.v} + \dot{m}_w (h_4) = \dot{m}_w (h_5)$$

چون آب درون کوره بسیار داغ است، بسیاری از فشارها آن برای سرد کردن است. این است که چون از سمتون تابع اشباع استوارده می‌کنیم.

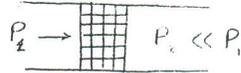
Expansion Valve

شیربند، شکن

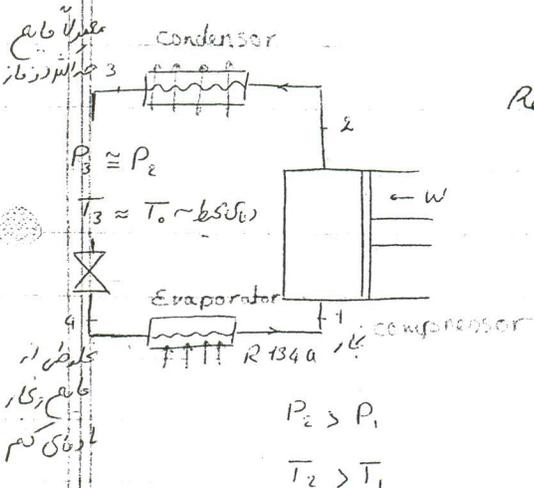


orifice

$$P_2 < P_1$$



Refrigeration Cycle



تابع: P

دستگاه برای افزایش فشار و مساحت

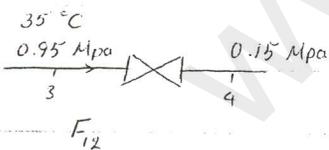
تابع: T

$$P_2 > P_1$$

$$T_2 > T_1$$

دستی تنظیمی از تابع درون اسپری به گاز تبدیل شود، بدلیل ترس

انرژی برای تبدیل به گاز، دمای مگبرغه کاهش می یابد.



مسائل: فشار 0.95 Mpa، دمای 35°C دارد. فشار پس از گذر از

(دمای تقریباً برابر دمای محیط) - فشار آن 0.15 Mpa کاهش می یابد.

در نقطه 4 دما چقدر است؟

نکته: چون سیلندر شیربند شکن بسیار کوچک است، انتقال حرارت

از سیلندر آن تقریباً صفر است.

$$q_c \approx 0$$

$$0 + \left(h_3 + \frac{V_3^2}{2} \right) = \left(h_4 + \frac{V_4^2}{2} \right) + 0$$

چون در تمام از انبساط کارها صورت گرفته

$$\dot{m}_3 = \dot{m}_4$$

$$\frac{A_3 V_3}{v_3} = \frac{A_4 V_4}{v_4}$$

دماهای گازی چون خواص ترمودینامیکی نقاط 3 و 4 متفاوت است پس v_3 و v_4 هم متفاوت است

سازم 3 و 4 متفاوت است $v_3 \neq v_4$

چون تغییر سرعت بسیار زیاد نیست می توان از تقریب انرژی جنبشی صرف نظر کرد

فراوند عبور سیال از شیر فشار شکن یک فرایند انتالپی ثابت است $h_3 = h_4$

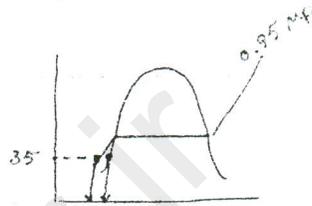
$P_3 = 0.95 \rightarrow T_{sat} =$

$T_3 < T_{sat}$

$h_3 = h_f = 69.49$

$T = 35^\circ C$

$h_4 = h_3 = 69.49 \frac{kg}{kg}$
 $P_4 = 0.15 \text{ Mpa}$



چون جدول Compressed liq. R_{12} نداریم

از خصوصیات تابع اشباع برای دمای $35^\circ C$

استفاده می کنیم
 (تقریب نسبت کم)

=>

$P_4 = 0.15 \text{ Mpa}$ $\left\{ \begin{array}{l} h_f = 17.82 \\ h_g = 178.74 \end{array} \right.$

$h_f < h_4 < h_g$

$x = \frac{h_4 - h_f}{h_{fg}}$

$T_4 = T_{sat} = -20^\circ C$
 P_4

اندازه از جدول میخواندیم $h_3 = h_4$ است و همکار این است پس

$T_3 = T_4$

مهمترین مشخصه یک سیال Refrigerant: ضریب تبدیل دما نسبت به فشار

$\mu_J = \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_h$

Joule Thomson Coefficient این ضریب برای فرایند

انتالپی ثابت صادق است (شیر انبساط)

$\Delta P < 0$ فشار

$\Delta T < 0$

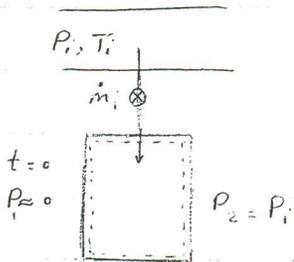
$T_2 < T_1$

$\left. \begin{array}{l} \Delta P < 0 \\ \Delta T < 0 \end{array} \right\} \mu_J > 0$

تجزیه و تحلیل اجزای سیستم

Uniform flow

uniform flow



در ابتدا مقدار m_1 زار است
در انتها مقدار m_2 کم می شود و خشک که فشارها برابر شد
 $m_1 = 0$ مشاهده شد.

تجزیه و تحلیل:

state: ترمودینامیک حجم کنترل با زمان تغییر می کند یعنی

خواص ترمودینامیک حجم کنترل با زمان تغییر می کند.

درین حالت، خواص در تمام حجم کنترل یکسان است.

(state حجم کنترل با زمان تغییر می کند ولی با مکان تغییر نمی کند)

جرم و حجم ثابت ترمودینامیک باقی می ماند از زمان است و در یک لحظه تابع مکان است (در یک لحظه دانسته و بصورت ترمودینامیک ثابت است) حجم کنترل

خواص ترمودینامیک جریان به یک درونی و خروجی با زمان تغییر نمی کند.

آدمقارای از جرم از جرمی خارج شود، اما خواص آن را ثابت می نریم (مانند مایع است) و برابر مقدار متوسط

آن خواص در ابتدا و انتهای فرایند است.

توازن جرم (پیوستگی)

$$\sum \dot{m}_i = \frac{dm_{c.v.}}{dt} + \sum \dot{m}_e$$

U.F.U.S.

$$\int_0^t \sum \dot{m}_i dt = \sum m_i$$

$$\int_0^t \frac{dm_{c.v.}}{dt} dt = (m_2 - m_1)_{c.v.}$$

$$\int_0^t \sum \dot{m}_e dt = \sum m_e$$

$$Q_{c.v} + \sum \dot{m}_i \left(h_i + \frac{V_i^2}{2} + g z_i \right) = \frac{dE_{c.v}}{dt} + \sum \dot{m}_e \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} + g z_e \right) + W_{c.v}$$

$$\int_0^t \dot{Q}_{c.v} dt = Q_{c.v}$$

$$\int_0^t \sum \dot{m}_i \left(h_i + \frac{V_i^2}{2} + g z_i \right) dt = \sum m_i \left(h_i + \frac{V_i^2}{2} + g z_i \right)$$

• \dot{m}_i is constant

$$\int_0^t \frac{dE_{c.v}}{dt} dt = \int_0^t \left[m \left(u + \frac{V^2}{2} + g z \right) \right] dt = \left[m_2 \left(u_2 + \frac{V_2^2}{2} + g z_2 \right) - m_1 \left(u_1 + \frac{V_1^2}{2} + g z_1 \right) \right]_{c.v}$$

$$E_{c.v} = m \left(u + \frac{V^2}{2} + g z \right)$$

$$\Rightarrow Q_{c.v} + \sum m_i \left(h_i + \frac{V_i^2}{2} + g z_i \right) = \left[m_2 \left(u_2 + \frac{V_2^2}{2} + g z_2 \right) - m_1 \left(u_1 + \frac{V_1^2}{2} + g z_1 \right) \right]_{c.v} + \sum m_e \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} + g z_e \right) + W_{c.v}$$

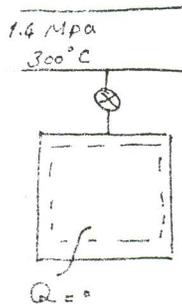
$$+ \sum m_e \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} + g z_e \right) + W_{c.v}$$

جلسه ششم

بخار در فشار 1.4 Mpa و دمای 300°C در حال حرکت است. می خواهیم مخزن را پر کنیم با فشار 1.4 mpa در ابتدا مخزن خلاء است یعنی $P_1 = 0$ شیر را باز می کنیم وقتی فشار به 1.4 pa می رسد، دمای T_2 را بیابیم.

جرم داخل مخزن کنترل بازمان تغییر می کند. خواص داخل مخزن کنترل وابسته به زمان است UFUS

مجموع انرژی های ورودی برابر است با تغییرات انرژی جرم کنترل در مجموع انرژی های خروجی



$$P_1 = 0$$

$$P_2 = 1.4 \text{ Mpa}$$

$$T_2 = ?$$

$$t_2 = t_1 = t_3 = 0$$

چون هیچ سرعت برقی ندارد $Q_{c.v} = 0$

تغییرات انرژی جرم کنترل

$$E_{c.v} = U + \frac{V^2}{2} + gz \quad (1) \quad 0 + m_i h_i = m_2 u_2 + 0 + 0 + 0$$

در نقطه 2 هیچ ماده ای داخل مخزن نمی شود

$$m_i = \int_{t=0}^{t^+} \dot{m}_i dt$$

از تغییرات انرژی جنبشی طرفه نظر می شود.

$$\int \frac{dE_{c.v}}{dt} dt = E_2 - E_1$$

$$\text{بقای جرم} \Rightarrow m_2 = m_i$$

$$h_i = u_2$$

$$\times \text{بقای انرژی} \Rightarrow 0 + m_i h_i = m_2 u_2 + 0 + 0 + 0$$

این رابطه با رابطه (1) یکی است

$$P_1 = 1.4 \text{ Mpa} \quad T_1 = 300^\circ \text{C} \quad \text{بخار} \Rightarrow$$

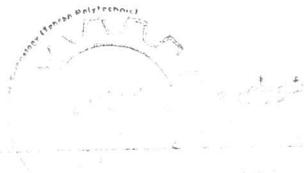
superheated vapor

$$h_i = 3040.4 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$u_2 = h_i = 3040.4$$

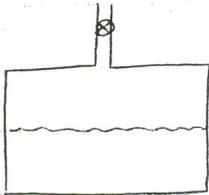
$$\left. \begin{array}{l} P_2 = 1.4 \text{ Mpa} \\ u_2 > u_g \end{array} \right\} \text{جدول} \Rightarrow u_g$$

$$\Rightarrow \text{superheated vapor} \Rightarrow T_2 = 425^\circ \text{C} \\ T_2 = 452.1^\circ \text{C}$$



flow work باعث ورود حجم درونی به داخل محفظه در دمای T_2 باعث تغییر دمای T_2 نسبت به دمای T_1 است!
 uniform flow به معنی ورود دلیکو در دمای T_2 تغییر نمی کند

محفظی داریم به حجم 2 m^3 حاوی آمونیاک استندم در دمای 40°C . ابتدای امر محفظه دارای 50% حجم مایع و 50% حجم بخار است. شیر را باز می کنیم تا دمای محفظه به 10°C برسد. مقدار حجم آمونیاک خارج شده چقدر است؟



$V = 2 \text{ m}^3$

$T_1 = 40^\circ\text{C} \Rightarrow h_{e1} = h_g \Big|_{T_1=40^\circ\text{C}} = 1472.2$

$T_2 = 10^\circ\text{C} \Rightarrow h_{e2} = h_g \Big|_{T_2=10^\circ\text{C}} = 1453.2$

$m_1 \left\{ \begin{array}{l} 50\% \text{ حجم مایع} \\ 50\% \text{ حجم بخار} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} x_1 \\ T_1 = 40^\circ\text{C} \quad T_2 = 10^\circ\text{C} \end{array} \right. \quad \bar{h}_e = \frac{h_{e1} + h_{e2}}{2} = 1462.8 \text{ kJ/kg}$

u_1 و m_1 داشته باشن

این اطلاعات به دست می آید.

انرژی درونی تغییرات انرژی حجم کنترل انتقال حرارت
 $0 + 0 = m_2 u_2 - m_1 u_1 + m_e h_e$
 (در صورتی) $(m_2 - m_1)$

بسی حجم $\Rightarrow m_2 - m_1 = m_e$

* ادانه مشابه با روش trail & error (تلاش و خطا) برست می آید.

$m_2 (h_2 - u_2) = m_1 h_{e1} - m_1 u_1$

$T_1 = 40^\circ\text{C} \Rightarrow v_{f1} = 0.0017 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$

$v_{g1} = 0.0333 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$

$m_e = \frac{V_e}{v_{f1}} = \frac{1}{0.0017} = 579.4 \text{ kg}$

$m_g = \frac{V_g}{v_{g1}} = \frac{1}{0.0333} = 12 \text{ kg}$

$x = \frac{12}{579.4 + 12} = 0.020$

$$u_1 = u_{f1} + \alpha_1 (u_{g1} - u_{f1}) = 388.7 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$u_2 = u_{f2} + \alpha_2 (u_{fg})_2$$

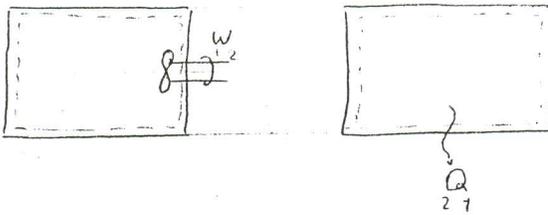
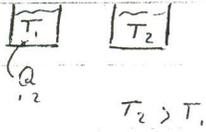
$$v_2 = v_f + \alpha_2 v_{fg}$$

$$T_2 = 10 \Rightarrow v_{f2} = 0.001601 \Rightarrow v_{fg2} = 0.0204 \quad m_2 = \frac{v}{v_2} = \frac{2}{0.001601 + \alpha_2 (0.0204)}$$

$$\alpha_2 = 0.01104 \quad v_2 = 0.003854 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \quad m_2 = \frac{2}{0.003854} = 518.9 \text{ kg}$$

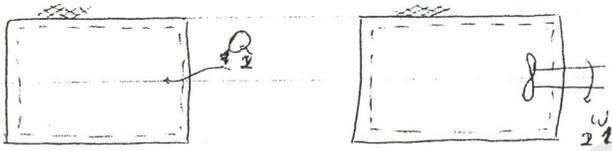
$$m_e = m_1 - m_2 = 72.5 \text{ kg}$$

حلمه ششم
قانون دوم ترمودینامیک



$$\oint \delta w = \oint \delta Q$$

$$-W_{12} = -Q_{21}$$



$$Q_{12} = W_{21}$$

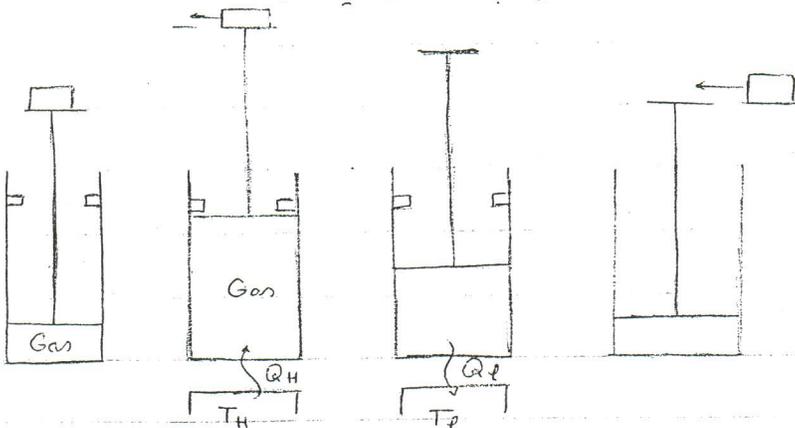
$$\eta = \frac{W_{21}}{Q_{12}} = 1 = 100\%$$

ماچ قانون اول / دوم ترمودینامیک: ایند قدر ایشد ماشین مولد قدرت ایشد، راندنجان حتماً ایشد از 100% ایشد.

ماشین بر اساس حده ترمودینامیک که مولد قدرت ایشد = ماشین حرارتی heat engine

قانون دوم ترمودینامیک بر روی ماشین ها که مولد قدرت ایشد محدودیت زیادی ایجاد می کند.

برای تولید قدرت به صورت مداوم، به یک حفره ترمودینامیک نیاز ایشد.



منبع سرد
منبع گرم (T_H)

$$\oint \delta Q = \oint \delta W$$

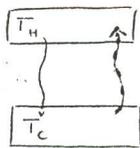
$$Q_H - Q_L = W_{net} > 0$$

$$\eta_H = \frac{W_{net}}{Q_H} = \frac{Q_H - Q_L}{Q_H} = 1 - \frac{Q_L}{Q_H}$$

بیان کلوین-پلانک :

ماشین‌های حرارتی که تک منبع باشند، وجود ندارند (چون بر اساس قانون اول $W=Q$ می‌شوند و $\eta=1$ که این قانون دوم را نقض می‌کند).

Refrigeration Cycle (چرخه یخچال)

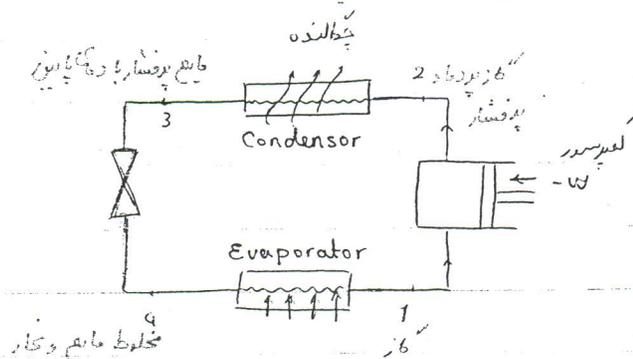


$$T_H > T_C$$

هدف مهندسی که فقط شامل انتقال حرارت باشد، قانون دوم را نقض نمی‌کند.

بیان کلازیوس :

در هیچ مکانی که بر اساس چرخه ترمودینامیک کاری کند، نمی‌توان فقط گرما را از یک منبع انتقال حرارت داشت. (حتی یک فرایند جذب کار باید برای آن توقف کرد.)



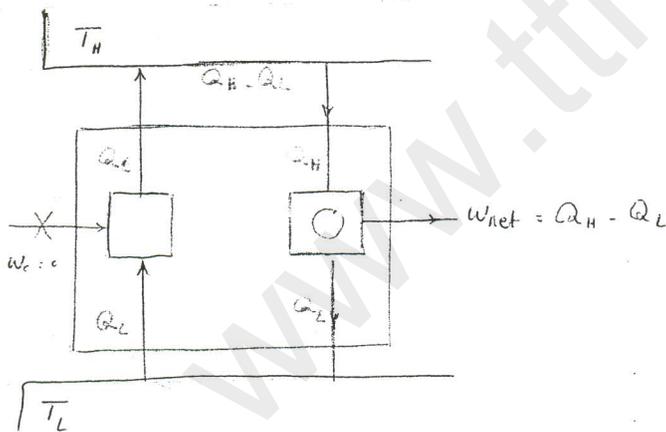
$\beta = \text{COP} = \frac{Q_L}{W}$
 coefficient of performance

$\oint \delta Q = \oint \delta W \Rightarrow Q_L - Q_H = -W_C \Rightarrow W_C = Q_H - Q_L$

$\beta = \frac{Q_L}{Q_H - Q_L}$

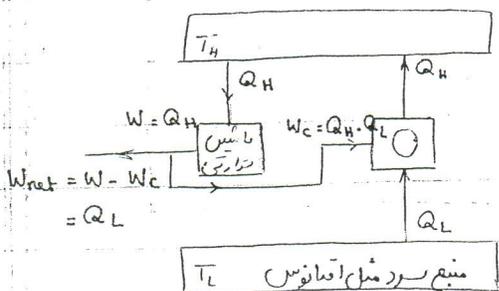
در حدی که $\beta \rightarrow \infty$ ، قانون دوم ترمودینامیک نقض نمی شود

منبع و درگاه آن یک ماده است انتقال حرارت آن تغییر نمی کند



میان دماهای بالا و پایین
 شده

Box برده شده یک ماشین حرارتی برده شده است نه میان دماهای بالا و پایین که نقض کرده (ماشین حرارتی که منبع
 موجود آمده است)



چنین ماشینی همواره می تواند کار تولید کند (بدون
 پرداخت هزینه)

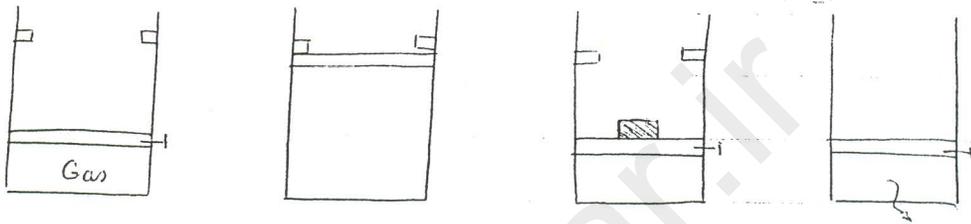
عکس‌انداز

چرخه ایدیه آل، چرخه ای است که شامل فرآیندهای ایدیه آل باشد.

در ترمودینامیک، فرآیند ایدیه آل، فرآیندی است که برگشت پذیر باشد (در دنیای حقیقی وجود ندارد).

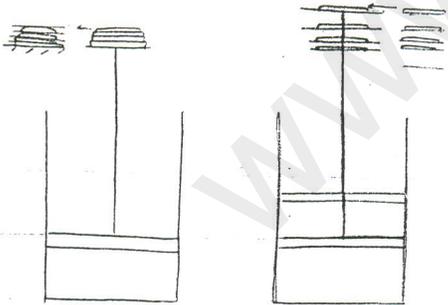
فرآیند برگشت پذیر Reversible Process

فرآیند برگشت پذیر، فرآیندی است که بتوان برآیند مسیر رفت را به صورت عکس درآورد و فرآیند برگشت هیچ تأثیر اضافی نسبت به فرآیند رفت، بر روی محیط ندارد.



در حالت رفت مقداری از کار صرفه علیه بر اجزای شده و در حالت برگشت هم باید بر اجزای علیه شود. کار در حالت برگشت بیشتر از کار در حالت رفت است و عدس هم باید بر همان صرف کرد تا دمای سیستم با دمای محیط برابر شود (مثل حالت اول شود).
عکس‌انداز است فرآیند برگشت پذیر است.

وزنه‌ها حرکت عمودی ندارند



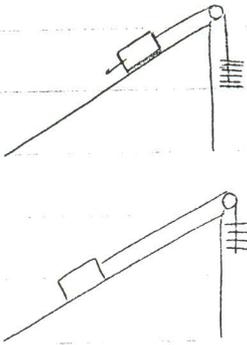
- در صورت وجود شرایط زیر، فرآیند برگشت پذیر باشد:
1. بدون اجزای متحرک.
 2. مقدار و وزن وزنه‌ها باید مشخص باشد.

اجزای متحرک Friction

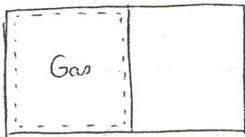
2. انبساط آزاد Free expansion

3. انتقال حرارت heat transfer

4. احتراق Combustion

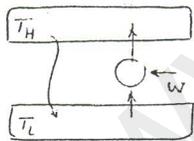
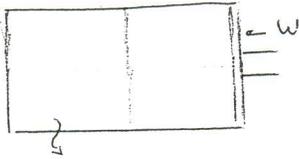


آنکه تعدادی ذره از روی دونه ها برداریم، حجم بایس می رود و
برای اینکه حجم دوباره بالا بیاید، تعداد بیشتری ذره نسبت به
تعدادی که برداشته ایم باید برداریم.

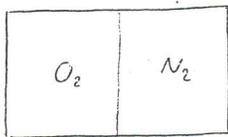


$w = 0$

هم بر روی سیستم، هم بر روی محیط تا مشر امکان نه داشته باشند
(کار از محیط دریافت شده و دمای سیستم بالاتر از دمای آن است)
حالت اول است



انتقال حرارت از جسم گرم به جسم سرد فرود می آید است $T_H > T_L$
ولی انتقال حرارت از جسم سردتر به جسم گرم تر باید
توسط یک سیکل تبرید (یا انجام کار روی آن)
انجام شود.



اندازه O_2 و N_2 با یک ستن غشاء با هم مخلوط شوند، باید مقدار
زیادی کار انجام شود تا دوباره به صورت متفکم از هم جدا شوند.

مخلوط شدن
اندک توان از لیسان باشند، غشاء جدا شدن آن ها بولگت پذیر است

احتمالاً همه‌ی این‌ها از فرایند تراکم بولسست می‌آید
 اختلاف و انتقال حرارت و (شاید) انبساط آزار

10 MPa	
تند	
25°C	

فرایند روبرو هم (فاسست) می‌انفصال حرارت برآیند می‌باشد

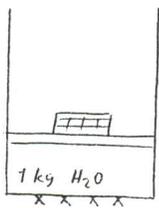
فشار زیاد هوا باعث پارگی شدن
 غشای می‌شود.

$$Q_2 = 0$$

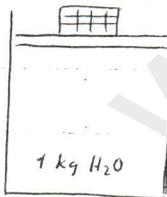
$$W_2 = 0$$

$$U_1 = U_2 \rightarrow T_1 = T_2$$

بولسست می‌باشد و در حالت



$x_1 = 0$
 $P_1 = 0.1 \text{ MPa}$



$x_2 = 1$

بولسست می‌باشد:

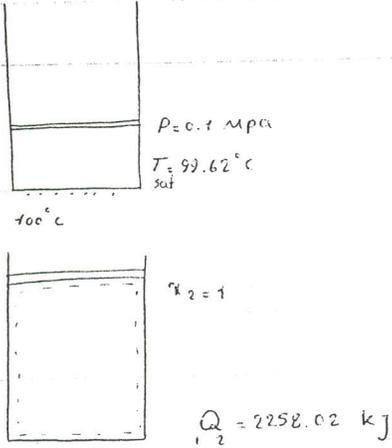
$$Q_{12} - W_{12} = U_2 - U_1$$

$$W_{12} = \int p dv = p(v_2 - v_1)$$

$$Q_{12} = m(h_2 - h_1) = m h_{f,2g}$$

$$q_{12} = 2258.02 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} \rightarrow Q_{12} = 2258.02 \text{ kJ}$$

برگشت پذیر تر:



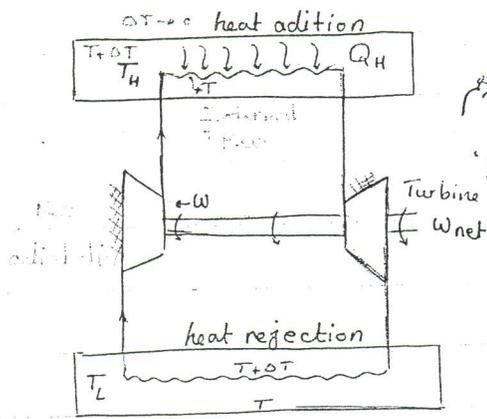
از نقطه نظر داخلی هر دو برگشت پذیرند. همین حالت نوع آن را تبخیر احتمالی ندارد.

از نقطه نظر خارجی فرآیند اول برگشت پذیر تر است.

هر چه اختلاف دمای سیال سرد و گرم را کمتر کنیم، فرآیند برگشت پذیر تر است.

* میکل برگشت پذیر، مشابه فرآیندهای برگشت پذیر است. رانندگی 100% مربوط به میکل برگشت پذیر است.

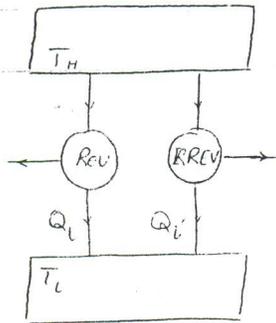
چرخه برگشت پذیر: میکل کارنو



اندک دمای منبع ثابت باشند. ΔT بین دمای منبع سرد و گرم ثابت خواهد بود. ΔT فرآیند اخته حرارت از منبع گرم، به صورت هم لایه برگشت پذیر خواهد بود.

* راندهان خالسهيم عربوط به فاشين نوليت نديري است كه بين اوجسيع كاري كند .
(فاشين كارنو)

www.ttnar.ir

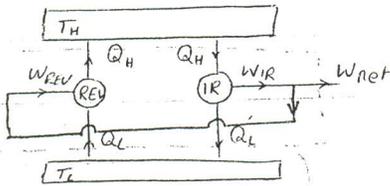


فرض: $\eta_{IRREV} > \eta_{REV}$

$$\Rightarrow \frac{W_{IRREV}}{Q_H} > \frac{W_{REV}}{Q_H}$$

$$W_{IRREV} > W_{REV}$$

فرض کنیم ماشین حرارتی REV را عکس کنیم، تبدیل به یک موتور می شود.



$$W_{net} = W_{IRREV} - W_{REV}$$

$$= (Q_H - Q_L) - (Q_H - Q_L) = Q_L - Q_L' > 0$$

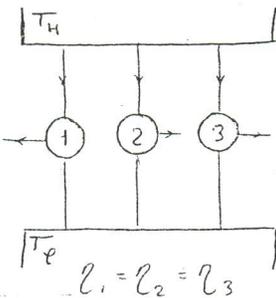
ماشین حرکت از چپ به راست می کند (همه جا دارد)

این ماشین فقط یک منبع (منبع سرد) تبادل حرارتی دارد.

یعنی یک ماشین حرارتی با رانندگی 100% است.

فرض اولیه غلط بود $\leftarrow W_{IRREV} < W_{REV}$

بیان اول کارنو: $\eta_{REV} > \eta_{IRREV}$



بیان دوم کارنو:

همه ی این 3 ماشین، REV هستند \leftarrow بازده همه ی آن ها برابر است.

اگر عمل جریان ماشین های 1، 2، 3 معادلات باشند بازده آن ها برابر است.

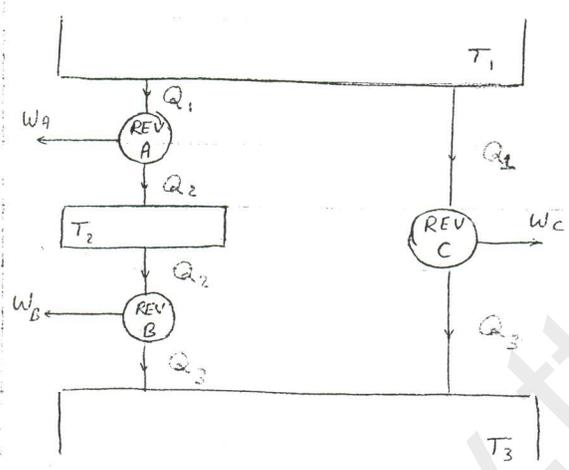
بیان دوم کارنو، رانندگی یک ماشین بیشتر از دیگری نیست، تنها وابسته به دمای دو منبع سرد و گرم است (به عوامل دیگر مثل فاصله درون ماشین بستگی ندارد).

$$\eta = \eta(T_H, T_L)$$

$$\eta_{th} = \frac{W_{net}}{Q_H} = \frac{Q_H - Q_L}{Q_H} = 1 - \frac{Q_L}{Q_H}$$

$$\frac{Q_L}{Q_H} = \psi(T_H, T_L)$$

اشکل (مقیاس) ترمودینامیکی (فاصله‌ها) میان دو نقطه، کارنو، تقریباً مشخص است.
 (می‌تواند در فاصله بدون توجه به فاصله درون ماشین اندازه‌گیری کند)
 بر اساس میان دو نقطه کارنو:



$$\frac{Q_1}{Q_3} = \psi(T_1, T_3)$$

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \psi(T_1, T_2)$$

$$\frac{Q_2}{Q_3} = \psi(T_2, T_3)$$

$$\frac{Q_1}{Q_3} = \frac{Q_2}{Q_3} \times \frac{Q_1}{Q_2} = \psi(T_2, T_3) \times \psi(T_1, T_2) = \psi(T_1, T_3)$$

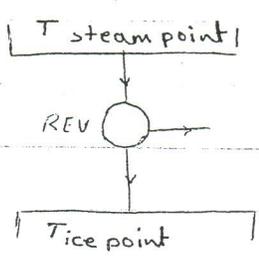
همه ψ باید هم‌بندی باشند.
 که ψ یکی، آنجا از T_2, T_3 باشد، یعنی T_2 در آن صفر شود.

$$\psi(T_2, T_3) = \frac{f(T_2)}{f(T_3)}$$

$$\frac{Q_L}{Q_H} = \frac{f(T_L)}{f(T_H)}$$

$$\text{kelvin} \Rightarrow \frac{Q_L}{Q_H} = \frac{T_L}{T_H}$$

طویل‌ترین سازه بین این دو را برای f در نظر گرفته است.
 طویل:



$$100 = T_{\text{steam point}} - T_{\text{ice point}}$$

$$\eta = 0.268$$

$$\eta = 1 - \frac{T_L}{T_H} \rightarrow T_H = 373.15 \text{ K}$$

$$T_L = 273.15 \text{ K}$$

32

$$T_{\text{steampoint}} - T_{\text{icepoint}} = 180$$

زائین

$$T_K = t^{\circ}\text{C} + 273.15$$

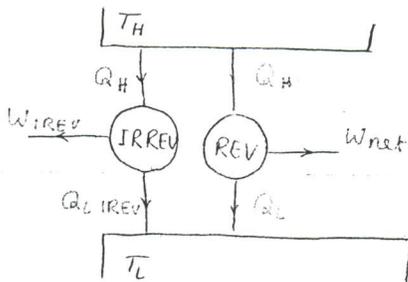
$$T_R = t^{\circ}\text{F} + 460$$

www.ttnar.ir

فصل 8 : انتروپی Entropy

این مامل قانون دوم ترمودینامیک را به هم مرتبط می کند و در یک فرآیند

آنکه رابطه $\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$ برای یک ماشین برگرداننده، آن ماشین قانون دوم ترمودینامیک را نقض نمی کند.



قانون اول $\oint \delta Q = Q_H - Q_L = W_{net} > 0$

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \frac{Q_H}{T_H} - \frac{Q_{L,REV}}{T_L} = 0$$

$$\int \frac{\delta Q}{T} = \frac{1}{T_H} \int \delta Q = \frac{Q_H}{T_H}$$

heat addition

$$\int \frac{\delta Q}{T} = \frac{1}{T_L} \int \delta Q = \frac{Q_L}{T_L}$$

heat rejection

$$\left(\frac{Q_L}{Q_H} \right)_{REV} = \frac{T_L}{T_H} \quad * \text{ رابطه رو به بالا قرار است.}$$

$$W_{REV} > W_{IREV}$$

$$Q_H - Q_{L,REV} > Q_H - Q_{L,IREV}$$

$$Q_{L,IREV} > Q_{L,REV}$$

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \frac{Q_H}{T_H} - \frac{Q_{L,REV}}{T_L} < 0$$

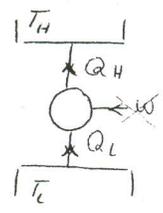
چون در رابطه دقتی حاصل می‌شود و ما
 Q_L در آن رابطه را با مقدار برگشتی ($Q_{L,REV}$)
 جایگزین می‌کنیم پس حاصل دقتی خواهد شد.



www.ttnar.ir

جلسه هفتم

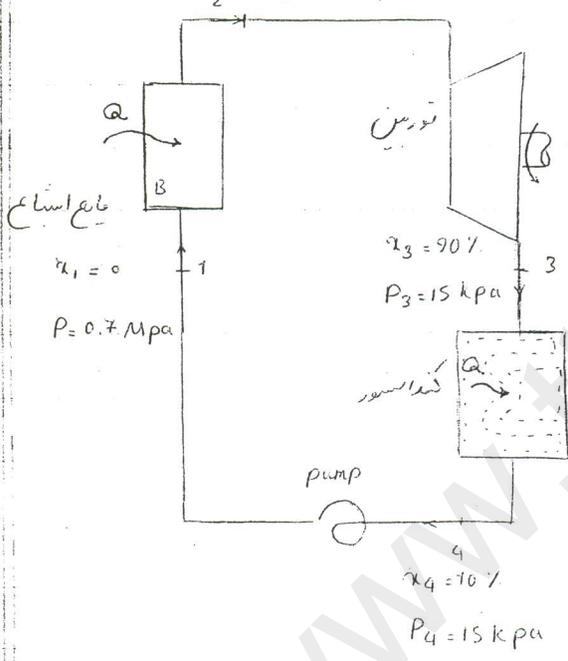
آنها می توانند بیان کنند که آیا این فرآیند خود اکتور است $\frac{\delta Q}{T} > 0$



$$\frac{Q_L}{T_L} - \frac{Q_H}{T_H} > 0$$

$$T_L < T_H$$

کار اشباع $x_2 = 1$
 $P_2 = 0.7 \text{ Mpa}$



مسئله در حالت 2 حتی اگر حالت 1 است
 (محافظه این فشار داخل لوله ها)

کنند اسفند وسیله ای است که کار به تابع
 تبدیل می کند (درین شده در کنده اسفند
 انت فشاری صورت گرفته)

سیال در فشاری بسیار در چار مستعمل می کند
 (درین پوسته آل را بخار فرای می برد)
 درین در فشاری نوس در حالت 4 برای این
 است که بتوان تا اشد در نظر گرفت

بسیار و کمترین آدنایات اند

$$T_1 = T_2, T_3 = T_4$$

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + \int_3^4 \frac{\delta Q}{T}$$

$$= \frac{1Q_2}{T_1} - \frac{3Q_4}{T_3}$$

چون $q = u + Pv = h$ پس (فرایزینس ثابت)

$$q_{1-2} = h_2 - h_1 = h_g - h_f = h_{fg} \text{ at } P = 0.7 \text{ Mpa} = 2066.3 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$T_1 = T_{sat} = 164.97^\circ \text{C}$$

at $P = 0.7 \text{ Mpa}$

حجم کنترل را بخار درون کندانسور (تفاضل بین لوله ها عبوری کند) در نظر می گیریم

$$+ \frac{q}{34} = h_3 - h_4 = 1898.4 \frac{kJ}{kg}$$

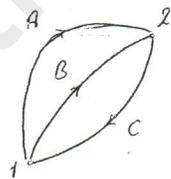
$$T_3 = 53.97^\circ C$$

T_{sat} at $P_3 = 15 \text{ kPa}$

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \frac{2066.3}{164.97 + 273.15} - \frac{1898.4}{53.97 + 273.15} = -1.087$$

یعنی 1% این چرخه قانون دوم ترمودینامیک را نقض می کند و 2- چرخه برگشت پذیر است

قانون دوم ترمودینامیک را مورد آزمایش قرار دهید
برگشت پذیر



برای فرایند 1-2 از مسیر B (برگشت پذیر)، یک فرایند برگشت پذیر انتخاب می کنیم (از مسیر C) که آن هم برگشت پذیر است

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$$

فرایند A هم برگشت پذیر است

$$\int_{1B}^{2B} \frac{\delta Q}{T} + \int_{2C}^{1C} \frac{\delta Q}{T} = 0$$

$$\int_{1A}^{2A} \frac{\delta Q}{T} + \int_{2C}^{1C} \frac{\delta Q}{T} = 0$$

$$\int_{1B}^{2B} \frac{\delta Q}{T} = \int_{1A}^{2A} \frac{\delta Q}{T}$$

$\left(\frac{\delta Q}{T}\right)$ کمیتی است که وابسته به مسیر نیست. (دیفرانسیل کامل است)

δQ کمیتی وابسته به مسیر است

entropy

$$ds = \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{rev}$$

یک خاصیت ترمودینامیک است

$$\oint ds = \oint \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev}$$

تکثیر آن شد خاصیت ترمودینامیکی بود یک مسیر بسته (چرخه) میزنیم

$$0 = \oint \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev}$$

$$\int_1^2 \delta Q = \int_1^2 T ds \quad \text{فراوانی بیشتر پیدا$$

$$Q_{12} = \int_1^2 T ds$$

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev}$$

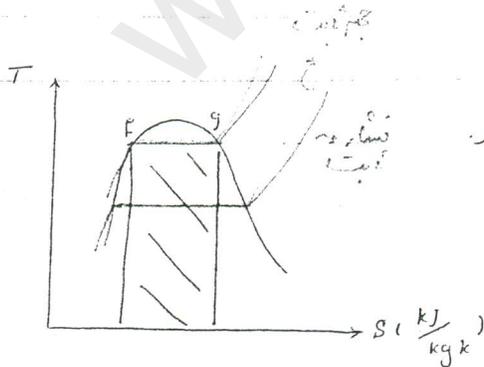
$$SI \quad s = \frac{kJ}{K}$$

سیستم انبساطی

$$s = \frac{Btu}{lbm R}$$

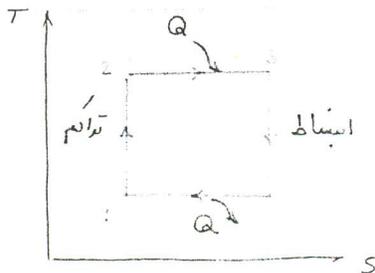
$$s = \frac{S}{m} \quad \frac{kJ}{kg K} \quad \frac{Btu}{lbm R}$$

$$s = s_f + x s_{fg}$$



احد فرایند بر حسب دما یا دما
 سطح زیر منحنی، مقدار انتقال حرارت، راستای آن دهر
 احد فرایند بر حسب دما یا دما
 سطح زیر منحنی هیچ ضرر حاصل راستای آن که دهر

چرخه کارنو:



برای یک فرایند آدیاباتی و دما ثابت بدین، تغییرات انرژی
 همواره است $S_1 = S_2$
 (مثل یک کار در داخل یک سیال)

$$\int \delta Q = \int \delta W$$

$$W_{net} = Q_{net} = T - S$$

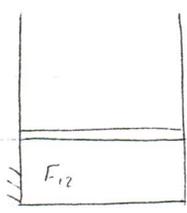
کم کردن دمای منبع سرد به هر چه است چون منبع سرد دما بالا محیط است. (کم کردن این دما به هر چه است)
 زیاد کردن دمای منبع گرم به کار حاصل زیاد می شود و راندمان افزایش می یابد

حل مسأله اول

تولید انرژی در موتور

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad \text{حرفه 1}$$

$$ds = \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev} \quad \text{2. فرایند برگشت پذیر}$$



در داخل سیلندر فریون 12 است. در این فرایند برگشت پذیر تراکم ایزنتروپیک انجام می دهیم.

$\alpha_1 = 100\%$
 $T_1 = -10^\circ\text{C}$
 Rev, adiabatic تراکم
 $P_2 = 1.6 \text{ Mpa}$
 $W = ?$

$$q_{12} - w_{12} = u_2 - u_1$$

$$-w_{12} = u_2 - u_1$$

$\alpha_1 = 1$
 $T_1 = -10^\circ\text{C}$
 $u_1 = 166.25 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$
 $S_1 = 0.7014$

$$u_1 = h_1 - P_1 v_1 = 183.06 - 219.1 \times 0.076646$$

$$P_2 = 1.6 \text{ Mpa}$$

فرایند برگشت پذیر ایزنتروپیک است:

$$ds = \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev} \Rightarrow ds = 0 \quad P_2 = 1.6 \text{ Mpa}$$

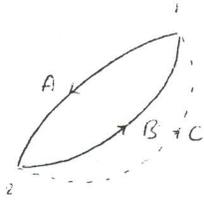
$$S_2 = S_1 \Rightarrow S_2 = 0.7014 \Rightarrow T_2 = 72.2^\circ\text{C}$$

$$u_2 = 200.352$$

$$w_{12} = -34.087 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

فرایند ایزنتروپیک همراه با انتقال حرارت اند، حاصل از تقطیر تقطیر داخلی می تواند برگشت پذیر باشد یا اگر انتقال حرارت به خوبی و آرام آرام صورت گیرد می تواند برگشت پذیر باشد. (یا به دلیل اختلاف دمای بسیار کم فرایند ایزنتروپیک است)

قانون دوم ترمودینامیک در فرآیند برگشت پذیر:



فرآیند A و B برگشت پذیرند

لیس در حوضه برگشت پذیر خواهیم داشت:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$$

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_{1A}^{2A} \frac{\delta Q}{T} + \int_{2B}^{1B} \frac{\delta Q}{T} = 0$$

فرآیند C برگشت پذیر نیست

در حوضه برگشت پذیر خواهیم داشت:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} < 0$$

$$\int_{1A}^{2A} \frac{\delta Q}{T} + \int_{2C}^{1C} \frac{\delta Q}{T} < 0$$

$$\int_{2B}^{1B} \frac{\delta Q}{T} > \int_{2C}^{1C} \frac{\delta Q}{T} \Rightarrow \int_{2B}^{1B} ds > \int_{2C}^{1C} \frac{\delta Q}{T} \quad I$$

$$\int_{2B}^{1B} ds = \int_{2B}^{1B} \frac{\delta Q}{T}$$

$$\int_{2C}^{1C} ds = \int_{2B}^{1B} ds \quad II$$

$$I, II \Rightarrow ds > \frac{\delta Q}{T}$$

انتروپی یک خاصیت ترمودینامیکی است یعنی - مسیر مستقل دارد.

مختصین عاملی که انتروپی را در یک فرآیند برگشت پذیر بیک تأثیر قرار دهد، انتقال حرارت است.

در یک فرآیند برگشت پذیر، هیچ عاملی تغییر انتروپی و انتقال حرارت نیست. چون حتی با وجود آداماس

$$ds > \frac{\delta Q}{T} \Rightarrow ds > 0$$

لویں مستقیم، آنتروپی زیادہ ہوتی ہے۔

- عامل دہری کہ آنتروپی زیادہ ہوتی ہے (ہمیشہ)، عامل برکت پذیر "است"۔

$$ds = \frac{\delta Q}{T} + \delta S_{gen}$$

عامل برکت پذیر آنتروپی:

انتقال حرارت

برکت پذیر

$$\delta S_{gen} \text{ for rev} = 0 \rightarrow ds = \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_{rev}$$

فرآیند ہم آنتروپی (ایزوتروپک):

فرآیند = Rev. + adiabatic

اگر $\delta S_{gen} > 0$ باشد، در صورت انتقال حرارت منفی، فرآیند ایزوتروپک است۔

$$\oint ds = \oint \frac{\delta Q}{T} + \oint \delta S_{gen}$$

$$0 = \oint \frac{\delta Q}{T} + \oint \delta S_{gen}$$

$\oint \delta S_{gen}$ مقداری ہواہر مثبت است پس باقیماندہ اس از دوطرف تساوی:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$$

تساوی حالت یا محدود بہ حالت برکت پذیر ہے۔

برائے $\oint \delta S_{gen} = 0$ است۔

$$\delta Q - \delta W = du$$

$$\delta Q = T ds$$

$$\delta W = P dV$$

$$T ds - P dV = du$$

$$T ds = du + P dV$$

1) Rev (شبه تعادلی)

$$\int_1^2 ds = \int_1^2 \frac{dU}{T} + \int_1^2 \frac{P dV}{T}$$



دایره بالا را برای فرایند هایک بولست مانند هم می توان استفاده کرد یعنی کافی است یک مسیر بولست
- بدین بین دو حالت مورد نظر انتخاب کرده، آنکه ال ها را بر روی آن بگیریم.

یعنی $\int ds$ که از رابطه بالا بدست می آید (که روی مسیر بولست بدین شکل گرفته شده) مقدار یکسان
اندروزی خواهد بود (از هر مسیر بولست بدین یا بولست مایعیر) را به جای دهد.

$$H = U + PV$$

$$dH = dU + P dV + V dp$$

$$dH = T ds - P dV + P dV + V dp$$

$$dH = T ds + V dp$$

حالت سیستم در دو

$$\delta S_{irrev} = \frac{\delta Q}{T} + \delta S_{gen} \Rightarrow \delta Q_{irrev} = T ds - T \delta S_{gen}$$

$$\delta Q = T ds, \delta W = PdV$$

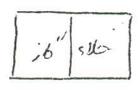
$$\begin{cases} \delta Q_{irrev} = du + \delta W_{irrev} \\ T ds = du + PdV \end{cases}$$

$$\Rightarrow T ds - T \delta S_{gen} = T ds - PdV + \delta W_{irrev}$$

$$\Rightarrow \delta W_{irrev} = PdV - T \delta S_{gen}$$

در فرآیند برگشت پذیر کار، لغزشی انجام می شود زیرا δS_{gen}

در فرآیند برگشت پذیر همیشه صفت است و T هم آن بر حسب طولین و دگرگونی است پس $\delta W_{irrev} < PdV$ بنا بر این برگشت پذیری مطلوب است.

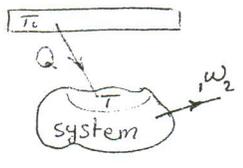


فرآیند 100% برگشت پذیر همان است که آزاد است $w_2 = 0$

$$\delta W_{irrev} = PdV - T \delta S_{gen}$$

خوبه فرآیند برگشت پذیر در موتور، $T \delta S_{gen}$ کاهش می یابد.

اصل افزایش آنتروپی



چون تبادل حرارتی منبع محیط حاصل می شود است $\delta S_{surr} = -\frac{\delta Q}{T_c}$

$$\delta S_{sys} \geq \frac{\delta Q}{T}$$

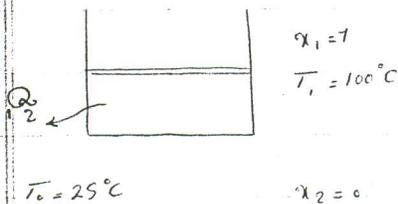
$$dS_{surr} + dS_{system} \geq \delta Q \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_c} \right) \quad \delta Q > 0, T_c > T$$

اصل افزایش آنتروپی $dS_{surr} + dS_{sys} \geq 0$

در فرآیند برگشت پذیر کوچک تغییرات اندرزی هموار است
 در یک سیستم ایزوله ($\delta Q = 0$) اندرزی (تغییرات اندرزی) بیشتر می شود
 یک سیستم ایزوله، نقطه تعادلش، اندرزی Max است

حداکثر دما محیط دانه شده، 25° در دهن می کنیم

1 kg بخار آب اشباع داریم که حرارت از آن گرفته می شود



فرآیند انتقال حرارت برگشت پذیر است بنا بر این اصل
 افزایش اندرزی افعال می شود

$$\Delta S_{sys} = (S_f - S_g) = -S_{fg} = -6.048 \frac{kJ}{kg}$$

$$Q_{surr} = \Delta U - W_2 = 1(h_g - h_f) = h_{fg} = 2257 \text{ kJ}$$

$Q_2 = P \Delta V$ فرآیند متساویان

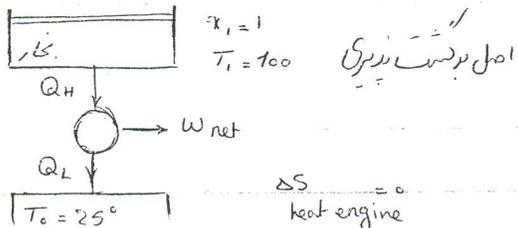
$$\Delta S_{surr} = \frac{Q_{surr}}{T_0} = \frac{2257}{25+273.15} = 7.572 \frac{kJ}{kg}$$

$$\Delta S_{sys} + \Delta S_{surr} = 7.57 - 6.048 = 1.522 \frac{kJ}{kg}$$

اصول افزایش اندرزی برقرار است یا نه؟!

نتیجه: 1) این فرآیند قابل دوم نمودن نیست و این سخن نمی خند!

2) فرآیند برگشت پذیر ناپذیر است زیرا تغییرات اندرزی مخالف هموار است



$$\Delta S_{system} = -6.048$$

اصل بخار برون بعد مایع می شود پس منفی است چون مسیر بسته است و چرخه است

$$\Delta S_{heat engine} = 0$$

اگر ماشین برگشت پذیر باشد $\Delta S_{sys} + \Delta S_{HE} + \Delta S_{surr} = 0$

$$-6.048 + 0 + \Delta S_{surr} = 0 \Rightarrow \Delta S_{surr} = 6.048 \frac{kJ}{kg}$$

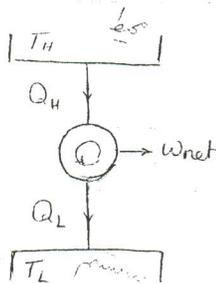
$$Q_{in} = T_0 \delta S_{sur} = 29 * 8.15 * 6.048 = 1803.2 \text{ kJ}$$

در حالت دوم فرآیند برگشت پذیر است و در نتیجه کار مفید w_{net} خواهد بود.

$$W_{net} = 2257 - 1803.2 = 453.8 \text{ kJ}$$

پس فرآیند برگشت پذیر به عنوان ایده آل مطرح است.

اصل افزایش آنتروپی روی ماشین کارگر:



$$\delta S_{sur} = -\frac{Q_H}{T_H}$$

$$\delta S_{HE} = 0$$

$$\delta S_{sys} = \frac{Q_L}{T_L}$$

$$-\frac{Q_H}{T_H} + 0 + \frac{Q_L}{T_L} = 0 \rightarrow \frac{Q_H}{T_H} = \frac{Q_L}{T_L}$$

$$W_{net} = Q_H - Q_L = Q_H * \left(1 - \frac{T_L}{T_H}\right) \rightarrow \eta_{th} = \frac{W_{net}}{Q_H} = 1 - \frac{T_L}{T_H}$$

کارایی ماشین کارگر:

$$T ds = du + P dv$$

$$m T ds = du + P dv \rightarrow ds = \frac{du}{T} + \frac{P dv}{T}$$

$$\left. \begin{aligned} \int_{1 \rightarrow 2} \frac{du}{T} &= \frac{C_v dT}{T} \\ P v &= R T \rightarrow \frac{P}{T} = \frac{R}{v} \end{aligned} \right\} ds = \frac{C_v dT}{T} + \frac{R dv}{v}$$

$$C_p, C_v \text{ ثابت است} \quad S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{C_v dT}{T} + R \int_1^2 \frac{dv}{v}$$

$$S_2 - S_1 = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}$$

$$h = u + Pv$$

$$dh = du + Pd v + v dp$$

$$dh = T ds - Pd v + Pd v + v dp$$

$$dh = T ds + v dp$$

$$T ds = dh - v dp$$

$$ds = \frac{dh}{T} - \frac{v dp}{T}$$

$$\frac{dh}{T} = \frac{C_p dT}{T}$$

$$Pv = RT \rightarrow \frac{v}{T} = \frac{R}{P}$$

از جدول فرآیند C_p, C_v ثابت است

$$ds = \frac{C_p dT}{T} - R \frac{dp}{P}$$

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{C_p dT}{T} + R \int_1^2 \frac{dp}{P}$$

$$S_2 - S_1 = C_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1}$$

$$S_T^{\circ} = \int_{T_c=0K}^T C_p \frac{dT}{T}$$

$$S_2 - S_1 = \int_{T_1}^{T_2} \frac{C_p dT}{T} - R \ln \frac{P_2}{P_1} = S_{T_2}^{\circ} - S_{T_1}^{\circ} - R \ln \frac{P_2}{P_1}$$

از جدول فرآیند C_p و C_v به استرال فرقی نیست.

مراحل ادوایاتیک در فرآیند ایزوترم:

این استیل در کار ایدوآل $Pv^k = \text{const}$

$$ds = 0$$

$$T ds = du + Pd v$$

$$0 = C_v dT + Pd v$$

(1) فرآیند ایزوترم در کار ایدوآل.

(2) در کار ایدوآل با هم.

(3) C_p و C_v ثابت

$$Pv = RT \rightarrow dT = \frac{1}{R} (Pdv + vdp)$$

$$\frac{C_{v0}}{R} (Pdv + vdp) + Pdv = 0 \quad *$$

$$C_{p0} - C_{v0} = R \quad \rightarrow \quad C_{v0} = \frac{R}{k-1} \quad C_{p0} = \frac{Rk}{k-1}$$

$$\frac{C_{p0}}{C_{v0}} = k$$

$$* \left(\frac{C_{p0}}{R} \right) Pdv + \left(\frac{C_{v0}}{R} \right) vdp = 0$$

$$k Pdv + vdp = 0$$

$$k \frac{dv}{v} + \frac{dp}{P} = 0 \quad \rightarrow \quad Pv^k = \text{const} \quad \text{بر حسب دین، به صورت کارایی اول}$$

این شرط فوق برقرار باشد از این روابط می توان استفاده کرد:

$$Pv = RT$$

$$Pv^k = \text{const}$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1}$$

در شرط سوم فوق برقرار باشد، C_{v0} و C_{p0} متغیر نیست:

$$Tds - dh - vdp = 0$$

$$C_{p0} dT = vdp$$

$$\int_{T_0}^T \frac{C_{p0} dT}{T} = \int_{P_0}^{P=RT/P} R \frac{dP}{P}$$

$$\ln \frac{P}{P_0} = \frac{1}{R} \int_{T_0}^T \frac{C_{p0} dT}{T}$$

$$\text{و } Pr = \frac{P}{P_0}$$

$$\ln Pr = \ln \frac{P}{P_0} = \frac{1}{R} \int_{T_0}^T C_{p0} \frac{dT}{T} = \frac{S_T}{R}$$

$$\ln Pr_1 = \ln \frac{P_1}{P_0}$$

$$\ln Pr_2 = \ln \frac{P_2}{P_0}$$

$$\ln Pr_2 - \ln Pr_1 = \ln \frac{P_2}{P_0} - \ln \frac{P_1}{P_0}$$

$$\frac{P_{r2}}{P_{r1}} = \frac{P_2}{P_1}$$

اگر گاز ایده‌آل باشد، P_1 و T_1 را داشته باشیم و بدانیم فرآیند برگشت پذیر است و دوره و از این
 بودن C_p و C_v مشخص می‌کنیم از این رابطه استفاده می‌کنیم.

$$P_{r2} = P_{r1} \left(\frac{P_2}{P_1} \right)$$

برای برگشت آوردن P_r از جدول استفاده می‌کنیم و لازم است از $\frac{P}{P_0}$ استفاده کنیم.
 P_r فقط برای فرآیند ایزانتالپ و برگشت پذیر در جدول حساب شده.

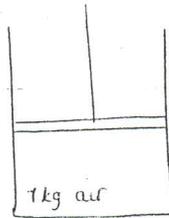
$$\frac{v_{r2}}{v_{r1}} = \frac{v_2}{v_1}$$

* این $T ds = du + P dv$ از $T ds = dh - v dp$ گرفته شده است.
 استفاده کنیم.

$$P_1 = 400 \text{ kPa}$$

$$T_1 = 600 \text{ K}$$

$$P_2 = 150 \text{ kPa}$$



Rev, ad.

Ideal gas

$$\begin{cases} Pv^k = \text{const} \\ Pv = RT \end{cases}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

C_{v0}, C_{p0} متغیر

$$k = \frac{C_{p0}}{C_{v0}} = 1.4$$

$$T_2 = 600 \left(\frac{150}{400} \right)^{\frac{1.4-1}{1.4}} \quad T_2 = 453.36 \text{ K}$$

$$\frac{Q}{2} - W_{12} = U_2 - U_1 \quad \rightarrow \quad W_{12} = U_1 - U_2 = m C_{v0} (T_1 - T_2) = 1 \times 0.7162$$

$$(600 - 453.36) = 106.65 \text{ kJ}$$

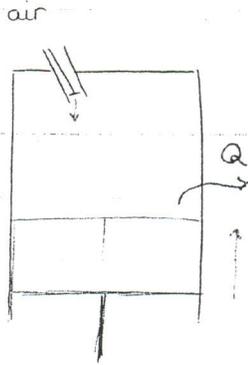
C_{p0}, C_{v0} متغیر

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_{r2}}{P_{r1}} \quad T_1 = 600 \text{ K} \rightarrow P_{r1} = 16.278$$

$$\frac{150}{400} = \frac{P_{r2}}{16.278} \quad P_{r2} = 6.104 \rightarrow T_2 = 457 \text{ K}$$

چون اختلاف ناکم است، C_p و C_v را اثر نسبت متغیر نگیریم. جوابها با ندادن تعدادی هم فرق.

$$W_{12} = m(u_1 - u_2) = 1(453.8 - 327.79) = 126.1 \text{ kJ} \quad \text{مقادیر } u_1 \text{ و } u_2 \text{ را مستقیماً از جدول هوای جداولیم}$$



چون فرایند انقباض در موتور آدیاباتیست (اطراف موتور عایق کاری شده) در اطراف آن از آب برای خنک کردن استفاده نمی‌کنند

Reversible, polytropic

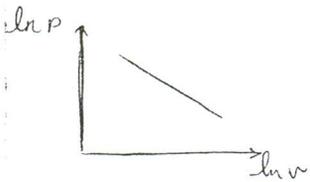
فرایند برگشت پذیر پلی تروپیک

$$Pv^n = \text{const} \quad \begin{matrix} n \neq 1 \\ n \neq k \end{matrix} \quad \begin{matrix} \text{حالت مایع-تبخیر نیست} \\ 1 < n < k \end{matrix}$$

در فرایند Rev, ad. توان v عدد خاص است ($1.4 = k = \frac{C_p}{C_v}$)
ولی در فرایند Rev, polytropic توان v می تواند اعتبار کلی باشد.

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^n$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1}$$



$$w_{12} = \int_1^2 P dv = \frac{P_2 v_2 - P_1 v_1}{1 - n}$$

فرایند برگشت پذیر، هم دما $Pv = c$

$$w_{12} = \int P dv = P_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1}$$

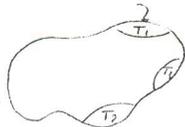


$$ds = \frac{\delta Q}{T} + \delta S_{gen}$$

$$\frac{ds}{dt} = \frac{1}{T} \cdot \frac{\delta Q}{\delta t} + \frac{\delta S_{gen}}{\delta t} \quad \delta t \rightarrow \text{سیستم}$$

$$\frac{ds}{dt} = \sum \frac{\dot{Q}}{T} + \dot{S}_{gen}$$

در صورت های مختلف سیستم، می توان از این معادلات
راست پس باید از آن استفاده کرد.



$$\frac{dS_{cv}}{dt} = \sum \dot{m}_i s_i - \sum \dot{m}_e s_e + \sum \frac{\dot{Q}_{cv}}{T} + \dot{S}_{gen}$$

در این حالت با فرض همگن شدن دما در زمان ثابت باید پس
SSSF $\therefore \frac{ds}{dt}$
 $\therefore \sum \dot{m}_i s_i - \sum \dot{m}_e s_e + \sum \frac{\dot{Q}_{cv}}{T} + \dot{S}_{gen}$

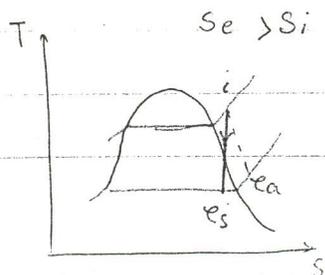
Rev, ad \sim فرایند

$$\sum \dot{m}_i s_i = \sum \dot{m}_e s_e \quad \dot{m}_i = \dot{m}_e \quad \text{SSSF}$$

$$s_i = s_e$$

ad, Irrev \sim فرایند

$$\dot{m}_e s_e = \dot{m}_i s_i + \dot{S}_{gen} \quad \dot{m}_e = \dot{m}_i$$



ea ایده آل نیست (واقع)

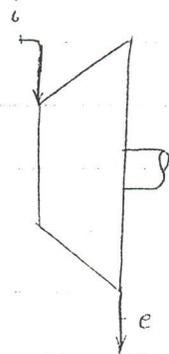
$$P_i = 1 \text{ MPa}$$

$$T_i = 300 \text{ C}$$

$$V_i = 50 \text{ m/s}$$

$$W_{tar} = ?$$

$$Ad, Rev$$



$$P_e = 150 \text{ kPa}$$

$$V_e = 200 \text{ m/s}$$

$$S_i = S_e$$

$$W_{tar} = \left(h_i + \frac{V_i^2}{2} \right) - \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} \right)$$

$$W = \int p dv$$

$$q_{cv} + \left(h_i + \frac{V_i^2}{2} \right) = \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} \right) + W_{cv}$$

$$\dot{m} (S_e - S_i) = \sum \frac{\dot{Q}_{cv}}{T}$$

$$S_e = S_i$$

$$T ds = dh - v dp$$

$$\int_i^e dh = \int_i^e v dp$$

$$h_e - h_i = \int_i^e v dp$$

$$W_{cv} = (h_i - h_e) + \frac{V_i^2}{2} + gz_i - \frac{V_e^2}{2} - gz_e$$

$$w_{c.v} = - \int_i^e v dp + \left(\frac{v_i^2}{2} - \frac{v_e^2}{2} \right) + g(z_i - z_e)$$

$$\dot{m}(s_e - s_i) = \frac{\dot{Q}_{c.v}}{T}$$

$$s_e - s_i = \frac{q_{c.v}}{T} \quad \rightarrow \quad q_{c.v} = T(s_e - s_i)$$

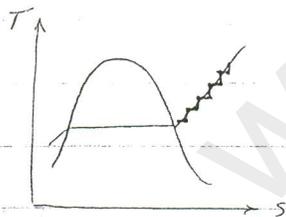
$$T(s_e - s_i) = h_e - h_i - \int_i^e v dp$$

در حالت اول - جوی $q_{c.v}$ مقدار بالا را حاصل می‌کنیم

$$h_e - h_i - \int_i^e v dp + \left(h_i + \frac{v_i^2}{2} + gz_i \right) = \left(h_e + \frac{v_e^2}{2} + gz_e \right) + w_{c.v}$$

$$w_{c.v} = - \int_i^e v dp + \left(\frac{v_i^2}{2} - \frac{v_e^2}{2} \right) + g(z_i - z_e)$$

یک فرایند حجم ثابت را می‌توان از دستفراوانی هم (فاو) آری (اندری) است) بدست آورد.
فشار ثابت



و ثابت

$$v = \text{ثابت}$$

$$w_{c.v} = -v(p_e - p_i) + () + ()$$

حالت نسبت و چهارم

نسبت پذیر

$$w = - \int_i^e v dp + \frac{v_i^2 - v_e^2}{2} + g(z_i - z_e)$$

incompressible



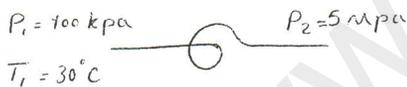
$w = 0$ این مورد را شاهد

$$-v(P_e - P_i) + \frac{v_i^2 - v_e^2}{2} + g(z_i - z_e) = 0$$

معادله برنولی : فرایند برگشت پذیر

$$v(P_i - P_e) + \frac{v_e^2 - v_i^2}{2} + g(z_e - z_i) = 0$$

این بدون تلفات (برگشت پذیر)



غیر قابل تراکم → مایع

$$w = - \int_1^2 v dp = -v_1(P_2 - P_1)$$

برگشت پذیر و بی درود

$$P_1 = 100, T_1 = 30^\circ C \Rightarrow \left. \begin{array}{l} v_1 = v_f \\ \text{at } T = 30^\circ \end{array} \right\} = 0.001004$$

در مایع است که ما برابر v_1 می گیریم

$$w_p = -0.001004 (5000 - 100) = 4.92 \frac{kJ}{kg}$$

$$s_2 = s_1 = s_f \quad T = 30^\circ C = \checkmark$$

راه نهم :

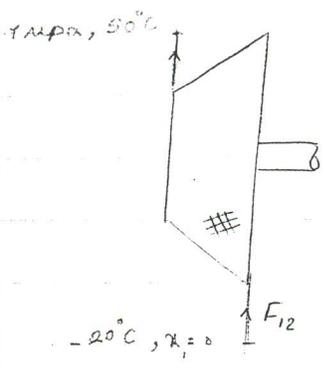
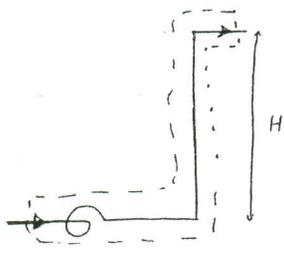
$$\left. \begin{array}{l} P_2 = 5 \text{ Mpa} \\ s_2 = \checkmark \end{array} \right\} \text{Compressed} \rightarrow h_2 \checkmark$$

بعد از پیدا کردن حالت در مایع می توانیم همین

$$w = h_1 - h_2$$

این برای زبان شدن فشار قرار داده شده
مایع

چون در اینجا یخ آب را از ارتفاع خاصی بالا برساند ، پس نباید تغییرات انرژی مکانیکی را نادیده گرفت ، چون در این حالت یخ را از زیر به فرود آمده ایم .



SSSF

فراخیز تراکم می دارد .

$$\sum \dot{m}_i s_i - \sum \dot{m}_e s_e + \sum \frac{\dot{Q}_{c.v.}}{T} + \dot{S}_{gen} = 0$$

$$\dot{m}_i = \dot{m}_e$$

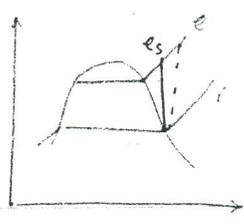
$$s_i - s_e + \frac{\dot{S}_{gen}}{\dot{m}} = 0 \rightarrow s_e = s_i + \frac{\dot{S}_{gen}}{\dot{m}} \Rightarrow s_e > s_i \quad \text{قانون دوم}$$

$$s_i = s_g \Big|_{T=-20^\circ C} = 0.7082 \frac{kJ}{kgK}$$

$$P_e = 1 \text{ Mpa}$$

$$T_e = 50^\circ C$$

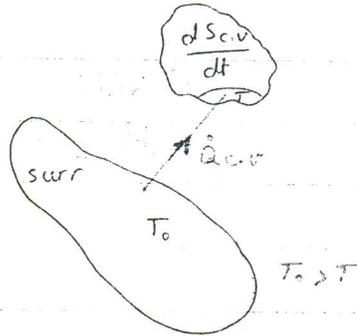
$$\Rightarrow s_e = 0.7021$$



$s_i > s_e \Rightarrow$ این تغییرات قانون دوم را نقض می کنند .

به شرط اینکه برکت است اینرسی (Sgen) آنقدر زیاد نباشد که کاهش یافته انرژی را جبران کند ، اگر $Q < 0$ باشد ، انرژی خروجی می تواند کمتر از انرژی ورودی باشد .

اصل افزایش انتروپی برای حجم کنترل



$$\frac{dS_{c.v}}{dt} + \sum \dot{m}_e s_e - \sum \dot{m}_i s_i \geq \sum \frac{\dot{Q}_{c.v}}{T}$$

$$\frac{dS_{surr}}{dt} = \sum \dot{m}_e s_e - \sum \dot{m}_i s_i - \frac{\dot{Q}_{c.v}}{T_0}$$

چون دمای محیط ثابت است، $\sum \dot{Q}_{c.v}/T$ لازم بذکر

$$\frac{dS_{c.v}}{dt} + \frac{dS_{surr}}{dt} \geq \sum \frac{\dot{Q}_{c.v}}{T} - \frac{\dot{Q}_{c.v}}{T_0} \quad T_0 > T$$

اصل افزایش انتروپی
برای حجم کنترل

$$\frac{dS_{c.v}}{dt} + \frac{dS_{surr}}{dt} \geq 0$$

تفسیر آن انتروپی حجم کنترل نسبت به زمان به احتمال
تفسیر آن انتروپی محیط نسبت به زمان همواره مثبت
است.

حل سؤال قبل بر اساس اصل افزایش انتروپی در حجم کنترل

$$\text{SSSF} \quad \frac{dS_{c.v}}{dt} = 0$$

$$\frac{dS_{surr}}{dt} = \dot{m}_e s_e - \dot{m}_i s_i - 0$$

$$\text{اصل افزایش} \quad \frac{dS_{c.v}}{dt} + \frac{dS_{surr}}{dt} \geq 0 \quad \rightarrow \quad 0 + \dot{m}_e s_e - \dot{m}_i s_i \geq 0$$

$$\dot{m}_e = \dot{m}_i$$

$$\Rightarrow s_e \geq s_i$$

UFUS

خواص و درای جسمی می توانست با زمان تغییر کنند و کلی نسبت به مکان تغییر نمی کنند (خواص) یعنی در یک لحظه خاص، خواص کاملاً مستقل و ثابت اند.

$$-\int_0^t \frac{dS_{c.v.}}{dt} \times dt = \int_0^t dS_{c.v.} = \int_0^t d(mS)_{c.v.}$$

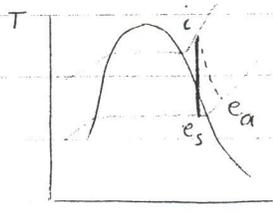
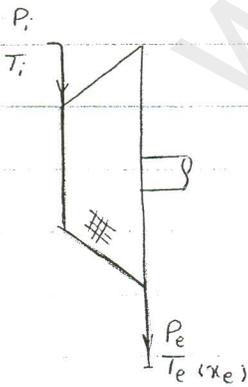
$$= [m_2 S_2 - m_1 S_1]_{c.v.}$$

$$-\int_0^t \sum \dot{m}_e s_e dt = -\int_0^t \sum \dot{m}_e dt \times s_e = \sum m_e s_e$$

$$-\int_0^t (\sum \frac{\dot{Q}_{c.v.}}{T}) dt = \int_0^t \frac{1}{T} \sum \dot{Q}_{c.v.} dt = \int_0^t \frac{\dot{Q}_{c.v.}}{T} dt$$

$$[m_2 S_2 - m_1 S_1]_{c.v.} + \sum m_e s_e - \sum m_i s_i = \int_0^t (\frac{\dot{Q}_{c.v.}}{T}) dt + \int_0^t (\dot{S}_{gen}) dt$$

قانون دوم برای فرآیندهای UFUS هستند.



لورین:

$$\eta_t = \frac{W_a}{W_s} \rightarrow \text{ایده آل (آدیباتیک، برگشت پذیر) تولید کننده کار}$$

$$\eta_t = \frac{h_i - h_e}{h_i - h_{e_s}} \text{ ایده آل}$$

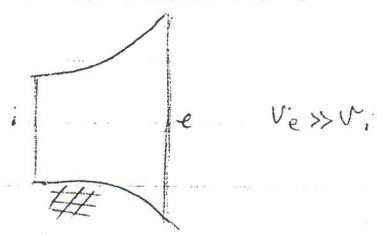
یعنی
 برای یخ، چون یخ به هم می‌چسبند ad است. ایده آل
 آن را به هم می‌چسبند ad. Rev تقریباً بی‌نیم
 هر چه یخ بزرگتر پذیرش باشد، کار فکری ما صرف می‌گردد



Rev. است

$$C_p = \frac{w_s}{w_a}$$
 ظرفیت گرمایی

: Nozzel



$$h_i = h_e + \frac{v_e^2}{2}$$
 دامنه آدنای-پات و برنس-پات

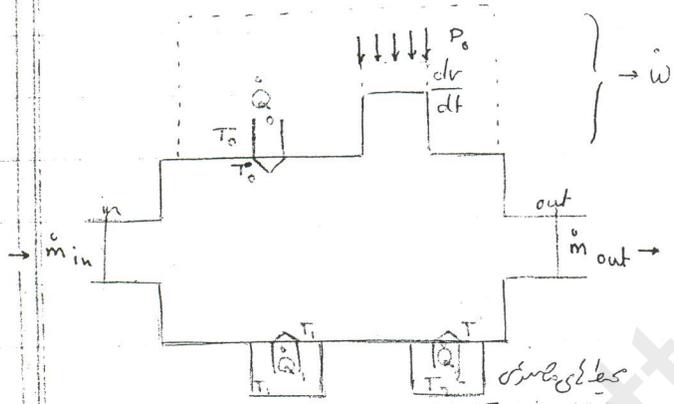
$$h_i = h_{es} + \frac{v_{es}^2}{2}$$
 ایده آل بی‌دررو و برنس-پات

$$\eta_N = \frac{\frac{v_e^2}{2}}{\frac{v_{es}^2}{2}} = \frac{h_i - h_e}{h_i - h_{es}}$$

این فصل از کتاب Adrian Bejan تدیس می شود

در این فصل ترکیب دو قانون اول و دوم را می بینیم

حالت SFSS می انجامد. حالتی که تمام اجزای سیستم در حالت تعادل باشد.



W-dot کل کاری است که بین محیط و این حجم کنترل منتقل می شود.

$$\frac{dE}{dt} = \sum_{i=0}^n \dot{Q}_i - \dot{W} + \sum_{in} \dot{m} h_{in} - \sum_{out} \dot{m} h_{out}$$

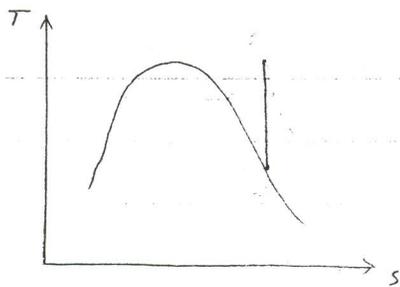
methalpy $h = h + \frac{v^2}{2} + gz$

$$S_{gen} = \frac{ds}{dt} - \sum_{i=0}^n \frac{\dot{Q}_i}{T_i} - \sum_{in} \dot{m} s + \sum_{out} \dot{m} s \geq 0$$

کهر است Q_{in} را بین این دو رابطه حذف کنیم. چون همه انتقال حرارت با محیط بزرگ ماهرند بر حسب

$$\dot{W} = - \frac{d}{dt} (E - T_0 s) + \sum_{i=1}^n (1 - \frac{T_0}{T_i}) \dot{Q}_i + \sum_{in} \dot{m} (h - T_0 s) - \sum_{out} \dot{m} (h - T_0 s) - T_0 \dot{S}_{gen}$$

$$\dot{W}_{rev} = - \frac{d}{dt} (E - T_0 s) + \sum_{i=1}^n (1 - \frac{T_0}{T_i}) \dot{Q}_i + \sum_{in} \dot{m} (h - T_0 s) - \sum_{out} \dot{m} (h - T_0 s)$$



state حدی 2a و 2s اهمیت متفاوت است. یعنی w_{rev} مقدار کار برنشت پذیر بین دو حالت 1 و 2a را می دهد که با مقدار کار بین دو حالت 1 و 2s متفاوت است.

$$\eta_+ = \frac{w_o}{w_s}$$

$$\dot{I} = \dot{w}_{rev} - \dot{w} = T_o \dot{S}_{gen} \geq 0$$

اگر فرایند برنشت پذیر باشد، مقدار کار تولیدی کمتر از حالت ایده آل است ولی در حالت طرف دست چپ مقدار کار طرف شده در حالت ایده آل کمتر از حالت واقعی است.



برای توربین :

چون $T_i = T_o$ است $1 - \frac{T_o}{T_i}$ صفر است.

یا می توان فرض کرد این توربین *adiabatic* است.

$$\dot{w}_{rev} = 0 + 0 + \dot{m}_i (h_i - T_o s_i)$$

$$- \dot{m}_e (h_e - T_o s_e) = \dot{m} (h_i - h_e) - T_o (s_e - s_i)$$

چگونه است کار واقعی را از قانون اول حساب کردیم از رابطه ای که بر اساس قانون دوم است آوردیم. چیل کاسپی \dot{S}_{gen} مشکل است.

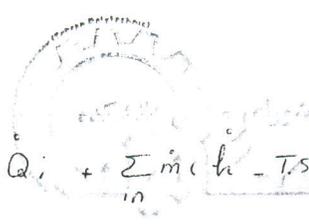
در این حالت می توان برای توربین بازده جدیدی تعریف کرد: بازده بر اساس قانون دوم

$$\eta_+ = \frac{\dot{w}}{\dot{w}_{rev}}$$

$$\dot{E}_w = \dot{w} - P_o \frac{dw}{dt}$$

available work

کار قابل دسترس



$$\dot{E}_w = -\frac{d}{dt} (E + P_o V - T_o S) + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_o}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \sum_{in} \dot{m} (h - T_o s) - \sum_{out} \dot{m} (h - T_o s) - T_o \dot{s}_{gen}$$

برای SSSF $\dot{E}_w = \dot{W}$ با هم تساوی ندارد.
 برای USUF \dot{E}_w می تواند متفاوت باشد.

کارایی تبدیل انرژی

non flow energy ذخیره

$$\dot{E}_{w_{rev}} = -\frac{d}{dt} (E + P_o V - T_o S) + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_o}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \sum_{in} \dot{m} (h - T_o s)$$

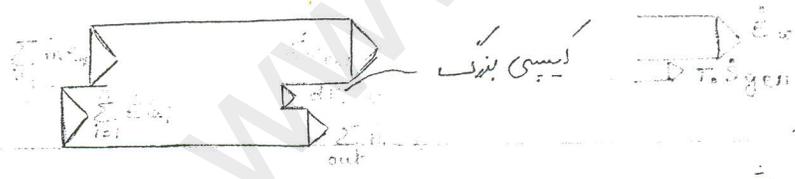
max use but work $\dot{E}_{w_{rev}} = \sum_{out} \dot{m} (h - T_o s)$

energy transfer by heat transfer - transfer inflow energy

out flow energy

(Exergy) انرژی = انرژی خالص کار (اکسیر)

حتی اگر ما مصرف انرژی کمتر، انتقال حرارت داشته باشیم، مقداری energy جنبه می شود.

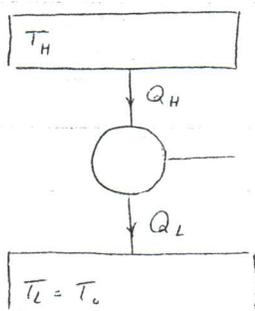


تساوی تلاش فابری
 کاهش $T_o \dot{s}_{gen}$ است
 که باعث افزایش \dot{E}_w می شود.

چون که در دینامیک

$$\dot{E}_{w_{rev}} = 0 + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_o}{T_i}\right) \dot{Q}_i + 0 + 0$$

$$\dot{E}_{w_{rev}} = \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_o}{T_i}\right) \dot{Q}_i$$



$$\dot{W}_{net} = \dot{E}w_{net} = \left(1 - \frac{T_0}{T_H}\right) Q_H$$

$$\eta_H = \frac{\dot{W}_{net}}{Q_H} = 1 - \frac{T_0}{T_H}$$

www.ttnar.ir

$$\dot{W}_{c.v.} = - \frac{d}{dt} (E - T_0 S) + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \sum_{in} \dot{m} (h - T_0 s) - \sum_{out} \dot{m} (h - T_0 s) - T_0 \dot{S}_{gen}$$

$$\dot{W}_{new} = - \frac{d}{dt} (E - T_0 S) + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \sum_{in} \dot{m} (h - T_0 s) - \sum_{out} \dot{m} (h - T_0 s)$$

در این صورت $I = \dot{W}_{new} - \dot{W}_{c.v.}$

available work $\dot{E}w_{av} = \dot{W}_{new} - P_0 \frac{dV}{dt}$

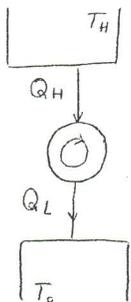
$$= - \frac{d}{dt} (E + P_0 V - T_0 S) + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \sum_{in} \dot{m} (h - T_0 s) - \sum_{out} \dot{m} (h - T_0 s) - T_0 \dot{S}_{gen}$$

چگونه نیروی دنیا میگیریم؟

$$\dot{W}_{new} = \dot{E}w_{av} = \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i$$

نه حجم دوری نه صرفه داریم
نه حجم دوری

در اینجا انتقال حرارت از محیط را اجزا میزنیم چون تا از 1 شروع می شود.



$$\dot{W}_{new} = \left(1 - \frac{T_0}{T_H}\right) \dot{Q}_H$$

$$\eta_{th} = \frac{\dot{W}_{new}}{\dot{Q}_H} = 1 - \frac{T_0}{T_H}$$

سبب رفتن ماشین دوری

$$\eta = \frac{\dot{E}_w}{(\dot{E}_w)_{rev}}$$

نسبت توان خروجی به توان ورودی
در یک چرخه کارایی است.

سیستم:

$$\rightarrow {}_1W_{rev2} = - \left[(E_2 - T_0 S_2) - (E_1 - T_0 S_1) \right] + \sum_{i=1}^n \dot{E}Q_i$$

از رابطه توان انتقال
گرفته ایم.

اگر انتقال حرارت با دمای محیط باشد،
Energy transfer داریم تا آنکه فرایند در آنجا انجام شود. قابل energy transfer.

$$(\dot{E}w)_{rev} = - \left[m_2 (e_2 + P_0 v_2 - T_0 s_2) - m_1 (e_1 + P_0 v_1 + T_0 s_1) \right] + \sum_{i=1}^n \dot{E}Q_i$$

$$e = u + \frac{v^2}{2} + gz$$

$$I_{12} = W_{1,rev2} - W_{12}$$

$$\rightarrow W_{12} = Q_{12} + E_1 - E_2$$

انرژی انتقال یافته به سیستم

$$\Rightarrow I_{12} = m_1 (e_1 - T_0 s_1) - m_2 (e_2 - T_0 s_2) + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i} \right) Q_i - Q_{12} + m_2 e_2 - m_1 e_1$$

$$\sum_{i=1}^n Q_i - \sum_{i=1}^n \frac{T_0}{T_i} Q_i$$

$$\Rightarrow m_1 = m_2$$

$$I_{12} = m T_0 (s_2 - s_1) - \sum_{i=1}^n \frac{T_0}{T_i} Q_i$$

برای سیستم

: SSSF

$$\dot{W}_{rev} = (\dot{E}W)_{rev} = \sum \dot{E}Q_i + \sum_{in} \dot{m}(h - T_0 s) - \sum_{out} \dot{m}(h - T_0 s)$$

$$\dot{I} = \dot{W}_{rev} - \dot{W}_{c.v.}$$

$$\dot{W}_{c.v.} = \dot{Q}_{c.v.} + \sum_{in} \dot{m}(h) - \sum_{out} \dot{m}(h)$$

$$\dot{I} = - \sum \frac{T_0}{T_i} \dot{Q}_i + T_0 (\sum_{out} \dot{m} s - \sum_{in} \dot{m} s)$$

: UFUS

$$(\dot{W}_{rev})_2 = - [m_2 (e_2 - T_0 s_2) - m_1 (e_1 - T_0 s_1)]_{c.v.} + \sum \dot{E}Q_i + \sum_{in} \dot{m}(h - T_0 s) - \sum_{out} \dot{m}(h - T_0 s)$$

دو حالت
در ابتدا
ثابت است

$$\dot{I} = \dot{W}_{rev 2} - \dot{W}_{c.v.}$$

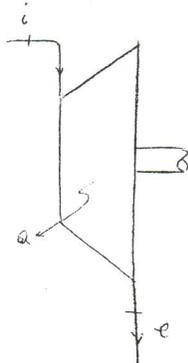
$$\dot{W}_{c.v.} = \dot{Q}_{c.v.} + \sum_{in} \dot{m}(h) - \sum_{out} \dot{m} h + m_1 e_1 - m_2 e_2$$

$h + \frac{V^2}{2} + gz \quad \quad \quad u + \frac{V^2}{2} + gz$

$$\dot{I} = T_0 (\sum_{out} \dot{m} s - \sum_{in} \dot{m} s) + m_2 T_0 s_2 - m_1 T_0 s_1 - \sum \frac{T_0}{T_i} \dot{Q}_i$$

availability
Exergy

$T_i = 300^\circ\text{C}$
 $P_i = 4\text{ MPa}$
 $v_i = 200\text{ m/s}$



$v_e = 0$
 $z_e = 0$
 $T_e = T_c$
 $P_e = P_c$

dead point

$$(\dot{E}w)_{rev} = \sum_{i=0}^n \dot{E}Q_i + \sum_{in} \dot{m} (h_i - T_c s_i) - \sum_{out} \dot{m} (h_i - T_c s_i)$$

مقدار کار برگشت پذیر قابل دسترس در بین زمان است Max است
که شرایط خروجی min شود (min حالت خروجی زمان است
که شرایط خروجی به شرایط محیط نزدیک شود)
بخار خروجی همان درخت (!!!) انجام کار دیگر ندارد (یعنی حرارت
کافی نمی توانسته را در توربین انجام داد)

$$\psi = (h - T_c s + \frac{1}{2} v^2 + gz) - (h_c - T_c s_c + 0 + 0)$$

availability → ...

Exergy

کارگی با شرایط $\begin{cases} T = 300^\circ\text{C} \\ P = 4\text{ MPa} \end{cases}$... availability آن چقدر است ؟

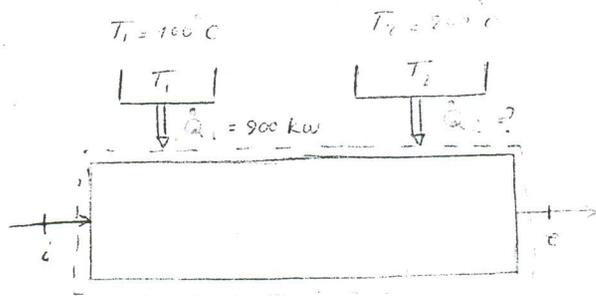
$$(\dot{E}w)_{rev} = +m (e_1 + P_c v_1 - T_c s_1) + m (e_2 + P_c v_2 - T_c s_2) + \sum \dot{E}Q_i$$

$$\max (\dot{E}w)_{rev}$$

$$\psi = (e + P_c v - T_c s) - (e_c + P_c v_c - T_c s_c)$$

availability → ...

non flow energy



$T_c = 298 \text{ K}$

$\dot{m} = 5 \text{ kg/s}$

$P_e = 5 \text{ MPa}$

$P_i = 5 \text{ MPa}$

$T_e = 120^\circ \text{C}$

$T_i = 40^\circ \text{C}$

مقدار، بر حسب پیر و بر حسب پیر ؟

$\dot{E}_w = \dot{W}_{rev}$ = SSSF عملی کند.

$$(\dot{E}_w)_{rev} = \dot{W}_{rev} = \sum_{in} \dot{E} Q_i + \sum_{in} \dot{m} (h + \frac{v^2}{2} + gz - T_0 s) - \sum_{out} \dot{m} (h + \frac{v^2}{2} + gz - T_0 s)$$

$\dot{m}_i = \dot{m}_e = \dot{m}$

$\dot{W}_{rev} = T_0 (S_e - S_i) - (\dot{h}_e - \dot{h}_i) + \dot{q}_1 (1 - \frac{T_0}{T_1}) + \dot{q}_2 (1 - \frac{T_0}{T_2})$

$\begin{cases} h_i = 171.95 \text{ kJ/kg} \\ S_i = 0.5705 \text{ kJ/kg}\cdot\text{K} \end{cases}$

تابع متوالگم = هم از Compressed liq. هم از مقدار تابع اشباع می توان استفاده کرد.

$\begin{cases} h_e = 765.2 \text{ kJ/kg} \\ S_e = 2.134 \text{ kJ/kg}\cdot\text{K} \end{cases}$

$\dot{q}_1 = \frac{900 \text{ kJ/s}}{5 \text{ kg/s}} = 180 \text{ kJ/kg}$

$\dot{Q}_1 + \dot{Q}_2 + \dot{m}_i h_i = \dot{m}_e h_e \quad \dot{m}_i = \dot{m}_e = \dot{m} \quad \dot{Q}_2 = ?$

$\dot{q}_1 + \dot{q}_2 + \dot{h}_i = \dot{h}_e$

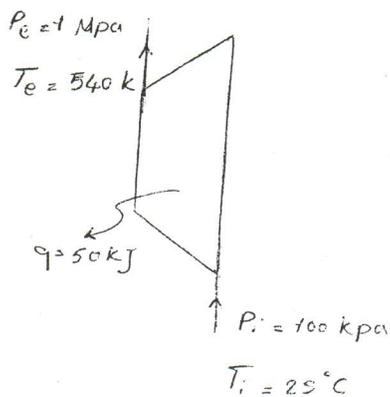
$\dot{q}_2 = 413.29 \text{ kJ/kg water} \quad \dot{W}_{rev} = 62 \text{ kJ/kg}$

$$i = w_{rev} - w_{c.v} = 62 \frac{\text{kJ}}{\text{kg water}}$$

$$I = - \sum \frac{T_0}{T_i} \dot{Q}_i + T_0 (\sum \dot{m}_s - \sum \dot{m}_s)$$

$$I = - \frac{T_0}{T_1} \dot{Q}_1 - \frac{T_0}{T_2} \dot{Q}_2 + T_0 \dot{m} (s_e - s_i)$$

$$i = - \frac{T_0}{T_1} q_1 - \frac{T_0}{T_2} q_2 + T_0 (s_e - s_i)$$



$$P_0 = 100 \text{ kPa}$$

$$T_0 = 25^\circ\text{C}$$

کمپرسور هوا

چون دمای هوای در ورودی است، انتقال حرارتی از هوای ورودی کمپرسور به خارج صورت می‌گیرد.

$$w_{rev} = T_0 (s_e - s_i) - (h_e - h_i) + q \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right)$$

$$T_i = T_0$$

$$s_e - s_i = \dot{s}_{T_2} - \dot{s}_{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1}$$

$$h_i = 298.6 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$h_e = 544.7 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$\dot{s}_{T_1} = 6.8031 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$$

$$\dot{s}_{T_2} = 7.466 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$$

رابطه $\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_{r2}}{P_{r1}}$ مربوط به حالت

استرودین ثابت است و اینجا غلط است !!

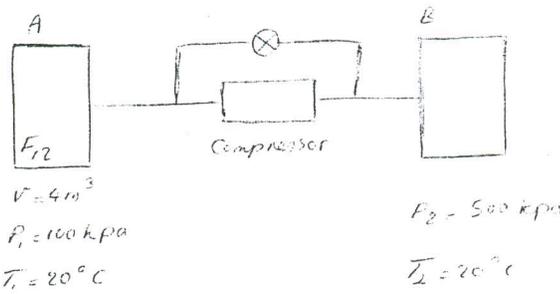
$$w_{c.v} = h_i - h_e + q = 298.6 - 544.7 - 50 = -296.1 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$w_{rev} = -263.3 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$\eta_{th} = \frac{w_{rev}}{w_{c.v}} = \frac{263.3}{296.1}$$

چون کمپرسور مصرف کننده است، بازده آن از رابطه زیر بدست می‌آید.

$\eta_{12} = 15 - 40\%$
 $\eta_{23} = 15\%$
 $\eta_{34} = 20 - 45\%$



$T_0 = 20^\circ\text{C}$
(Faint circular stamp)

انتقال دوگرم کنترلی می باشد. در این سیستم می توانیم فرض کنیم که فرآیند در A و B ایزتروپ است. F_{12} را یک سیستم می بینیم.

$$(W_{rev})_{12} = (u_1 - u_2) - T_0 (S_1 - S_2)$$

$$u_1 = 183.979 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$u_2 = 179.11 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$S_1 = 0.8275 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$$

$$S_2 = 0.6999 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$$

$$(W_{rev})_{12} = -32.54$$

$$m = \frac{V_A}{v_1} = \frac{4}{0.197277} = 20.276 \text{ kg}$$

$$(W_{rev})_{12} = -659.8 \text{ kJ}$$

شیر bypass را که باز کنیم می توانیم دوباره از B به A می رود. در یک حالت تکامل موجود است. اگر در حالت دیگر من حالت 2 تا 3 را مشاهده کنید.

$$(W_{rev})_{23} = u_2 - u_3 - T_0 (S_2 - S_3)$$

پس از باز کردن شیر، هوای کماکی همان 20°C است.

$$V_B = m v_{2B} = 20.276 (0.35646) = 0.7228 \text{ m}^3$$

$$V_3 = V_A + V_B = 4.7228$$

$$\left\{ \begin{aligned} v_3 &= \frac{V_3}{m} = 0.23292 \text{ m}^3/\text{kg} \\ T_3 &= 20^\circ\text{C} \end{aligned} \right.$$

$$\rightarrow P_3 = 91.2 \text{ kPa}$$

$$S_3 = 0.8363$$

$$u_3 = 182.6$$

$$(w_{rev})_{2-3} = 36.5 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

مقدار کار برگشت پذیر را بدین ترتیب:

$$I = (w_{rev})_{2-3} - \cancel{w_{2-3}} = 36.5 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} \quad I = m \cdot i = 740 \text{ kJ}$$

در حالت 3 تا 2 فقط شیب داریم و از نمودار می‌توانیم مقدار کار برگشت پذیر را بدین ترتیب بدست آوریم:

$$\frac{I}{2-3} = m T_0 (S_3 - S_2) - \sum_{T_i=T_0} \frac{Q_i}{T_i} - \frac{Q_3}{T_3}$$

مقدار کار برگشت پذیر
بین نقطه 3 تا 2

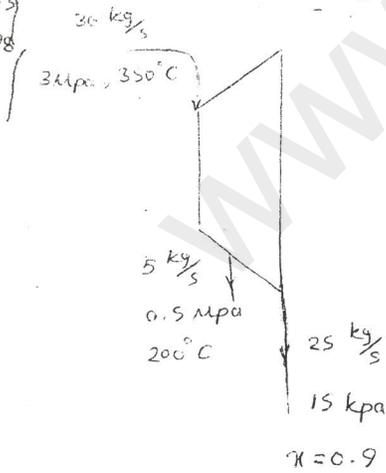
$$2Q_3 = m(u_3 - u_2) + \frac{W_{2-3}}{2-3} = 70.7 \text{ kJ}$$

$$\frac{I}{2-3} = 20.276 \times 293.15 \times (0.8363 - 0.6979) - 70.7 = 740 \text{ kJ}$$

توسیع کار: مقدار energy کاروری درونی و درونی را حساب کنید.

$$h = 3115.3$$

$$s = 6.7498$$



availability یا انرژی گرا از حالت اول است.
در این مثال مثلاً برای بخار ورودی و خروجی flow energy
معمولاً می‌کنیم در صورتی که اگر در یک فضای بسته بود
non flow energy بدست می‌آید.

$$T_0 = 25^\circ\text{C} \quad P_0 = 0.1 \text{ MPa}$$

$$\psi = (h - h_0) - T_0 (S - S_0) + \frac{V^2}{2} + g(z - z_0)$$

$$h_0 = 104.9 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$S_0 = 0.3674$$

$$\psi_1 = (3115.3 - 104.9) - 298.15 (6.7428 - 0.3674) = 1109.6 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

52

$$\psi_2 = 755.3 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

در S. برای حالت اول می توانیم در فرمول می گذاریم

$$\psi_3 = 195$$

" " " " " "

$$W_{\text{new}} = \sum m_i \psi_i - \sum m_e \psi_e \rightarrow W_{\text{new}} = 821.2 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

www.ttnar.ir

- 3.4 Derive the formulas for the specific flow exergy of an incompressible liquid and of an ideal gas, eqs. (3.49) and (3.51). Since these formulas are quite similar, focus on only one of them and describe the (T, P) domain in which the flow exergy is negative. What is the physical meaning of a negative flow exergy value?
- 3.5 Show that the entropy maximum principle encountered in the study of isolated systems, eq. (2.50), is equivalent to the statement that the nonflow exergy of an isolated system is destined to decrease or, at best, remain unchanged.
- 3.6 Consider the adiabatic and zero-work mixing of two streams (\dot{m}_1, \dot{m}_2) that carry the same ideal gas (R, c_p) . The two inflowing streams and the resulting mixed stream are all at the same pressure. The original temperatures of the inflowing streams (T_1, T_2) are such that the absolute temperature ratio $\tau = T_2/T_1$ is not necessarily approximately equal to one. Show that the entropy generated during this flow mixing process is maximum when the mass fraction $x = \dot{m}_1/(\dot{m}_1 + \dot{m}_2)$ is equal to [6]

$$x = \frac{\tau - 1 - \tau \ln \tau}{(1 - \tau) \ln \tau}$$

- 3.7 A new vehicle propulsion scheme calls for the use of liquid nitrogen as "fuel." The details of the power cycle are not the issue here (basically, the liquid nitrogen is heated in contact with the atmosphere, pressurized, and expanded through the turbine that drives the vehicle). You are asked to calculate the maximum work that could theoretically be derived from the liquid nitrogen fuel. During each refueling stop, the driver purchases a Dewar vessel (a bottle) containing 0.05 m^3 of liquid nitrogen at atmospheric pressure. He leaves in exchange a used bottle, that is, a bottle containing gaseous N_2 at atmospheric pressure and temperature. The properties of nitrogen as saturated liquid at 1 atm are

$$v = (1.24)10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$h = -121.5 \text{ kJ/kg}$$

$$s = 2.85 \text{ kJ/kg/K}$$

The corresponding properties of nitrogen at atmospheric temperature and pressure (300 K, 1 atm) are

$$v = 0.49 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$h = 172.1 \text{ kJ/kg}$$

$$s = 6.25 \text{ kJ/kg/K}$$



Single-Phase Systems

The purpose of this chapter is to outline an important analytical segment that serves as skeleton for much of the classical thermodynamics that is used in engineering. The most recognizable features are the numerous analytical, tabular, and graphic relationships that have been established among thermodynamic properties. One engineering objective is to sort these relationships and summarize them for future reference in the course of specialized applications. Another objective is to formally introduce the concept of chemical equilibrium and to widen the applicability of the combined-law exergy concepts of chapter 3.

From the outset, we restrict the discussion to a special class of systems that are, on one hand, general enough to serve adequately as models in many engineering circumstances and, on another, are sufficiently uncomplicated to lend themselves to concise analytical treatment. Consider a system that is not subjected to the influence of gravitational, electrical, and magnetic fields, and inertial forces. The system is sufficiently large so that surface (capillarity) effects can be neglected. Furthermore, the system is macroscopically homogeneous and isotropic; in other words, it does not contain any internal constraint (e.g., adiabatic, impermeable, or rigid and immobile partitions; if the system is solid, then it is in a state of uniform, hydrostatic compression). Following Gibbs [1], the "simplest kind of system" defined above will be called *simple system*.

Each of the defining features of the simple system contributes toward simplifying the analysis that follows in this chapter (we will comment on each simplifying feature at its introductory point in the analysis). At this point, however, it is instructive to review the contents of Table 4.1 and develop a feeling for the kind of physical system that fits the simple-system description. Shown in the table are common examples of "batches" of substances that are encountered in engineering applications. Each batch is characterized by a state of internal equilibrium, because of the absence of internal constraints. If we examine the chemical composition of each sample we can divide Table 4.1 into single-component substances (the upper half) and multicomponent substances (the lower half). The feature that

ΔT	temperature difference (Table 3.1)
ΔP	pressure drop
η_1	first-law efficiency [eq. (3.20)]
η_{II}	second-law efficiency [eqs. (3.19), (3.24), and (3.27)]
ξ	specific nonflow exergy [J/kg], [eq. (3.32)]
Ξ	nonflow exergy [J], [eq. (3.32)]
π	dimensionless pressure [defined under eq. (3.38)]
σ	function [eq. (3.76)]
τ	dimensionless temperature [defined under eq. (3.38)]
() _H	high
() _{in}	inlet
() _L	low
() _{out}	outlet
() _{rev}	reversible
() _∞	per unit time
() _∞	properties of the fluid reservoir

REFERENCES

1. J. Kestin, *Available Work in Geothermal Energy*, Report No. CATMEC/20, Division of Engineering, Brown University, Providence, RI, July 1978.
2. J. Kestin, Availability, the concept and associated terminology, *Energy*, Vol. 5, 1980, pp. 679-692.
3. J. Kestin, Available work in geothermal energy, in J. Kestin, R. DiPippo, H. E. Khalifa, and D. J. Ryley, eds., *Sourcebook on the Production of Electricity from Geothermal Energy*, DOE/RA/28320-2, U.S. Department of Energy, Washington, DC, 1980, Chapter 3.
4. G. Gouy, Sur l'énergie utilisable, *Journal de Physique*, Vol. 8, 1889, pp. 501-518.
5. A. Stodola, *Steam Turbines* (with an appendix on gas turbines and the future of heat engines), translated by L. C. Loewenstein, Van Nostrand, New York, 1905, p. 402.
6. A. Bejan, *Entropy Generation Through Heat and Fluid Flow*, Wiley, New York, 1982, p. 32.
7. G. A. Goodenough, *Principles of Thermodynamics*, 3rd ed., Henry Holt & Co., New York, 1932, pp. 50-51.
8. E. F. Miller, *Notes on Heat Engineering*, Technology Press (now MIT Press), Cambridge, MA, 1931, p. 30.
9. A. Bejan, Graphic techniques for teaching engineering thermodynamics, *Mech. Eng. News*, 1977, pp. 26-28.
10. V. Radenco, S. Poncala, and A. Dobrovicescu, *Procese in Instalatii Frigorifice*, Editura Didactica si Pedagogica, Bucharest, 1983, p. 21.
11. J. H. Keenan, *Thermodynamics*, Wiley, New York, 1941, pp. 284-293.
12. Z. Rant, Exergie ein neues Wort für "technische Arbeitsfähigkeit," *Forsch. Ingenieurwes.*, Vol. 22, 1956, p. 36.

13. R. E. Sonntag and G. J. Van Wylen, *Introduction to Thermodynamics*, Wiley, New York, 1982, p. 460.
14. T. J. Kotas, Private communication (Proposed Nomenclature for the Exergy Method of Thermodynamic Analysis, Thermodynamics Workshop, Cambridge, England, September 20-21, 1984), September 19, 1985.
15. V. M. Brodianskii, *Eksperimentalnyi Metod Termodinamicheskogo Analiza*, Energiya, Moscow, 1973, p. 32.
16. M. J. Moran, *Availability Analysis: A Guide to Efficient Energy Use*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1982, p. 115.
17. W. O. Winer, A. E. Bergles, C. J. Cremers, R. H. Sabersky, W. A. Sirignano, and J. W. Westwater, Needs in thermal systems, *Mech. Eng.*, Vol. 108, August 1986, pp. 39-46.
18. W. O. Winer, A. E. Bergles, C. J. Cremers, R. H. Sabersky, W. A. Sirignano, and J. W. Westwater, *Research Needs in Thermal Systems*, Am. Soc. Mech. Eng., New York, 1986.
19. J. H. Keenan, A steam chart for second-law analysis, *Mech. Eng.*, Vol. 54, March 1932, pp. 195-204.
20. G. M. Reistad, A property diagram to illustrate irreversibilities in the R12 refrigeration cycle, *ASHRAE Trans.*, Vol. 78, Part II, 1972, pp. 97-101.
21. M. Thirumaleshwar, Exergy method of analysis and its application to a helium cryorefrigerator, *Cryogenics*, Vol. 19, 1979, pp. 355-361.
22. A. Bejan, A general variational principle for thermal insulation system design, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 22, 1979, pp. 219-228.
23. A. Bejan, *Convection Heat Transfer*, Wiley, New York, 1984, pp. 76, 257.
24. D. Poulikakos and A. Bejan, Fin geometry for minimum entropy generation in forced convection, *J. Heat Transfer*, Vol. 104, 1982, pp. 616-623.

PROBLEMS

- 3.1 Consider a thermal insulation device sandwiched between a cold space (T_L) and the ambient (T_H), i.e., between the same entities that border the refrigerator of Figs. 3.8 and 3.9. Heat leaks from (T_H) to (T_L) through the device, at exactly the same rate that it is removed from the cold space by the refrigerator. Show that the exergy delivered by the refrigerator to the cold space is destroyed fully in the thermal insulation.
- 3.2 Show that exergy deposited in the cold space (T_L) by the refrigerator of Fig. 3.9 can be retrieved as useful work. Show also that the exergy deposited into the building (T_H) by the heat pump of Fig. 3.10 can be retrieved as useful work.
- 3.3 Show that sufficiently close to the standard environmental state (T_0 , P_0), the lines of constant nonflow exergy for an ideal gas have an elliptical shape. Show also that the axes of each ellipse form an acute angle β with the $T = T_0$ and $P = P_0$ axes, and that β is a function of only c_p/R .

$$\frac{\dot{S}_{\text{gen}}}{\dot{m}c_p} \cong x(1-x)\left(\frac{T_1 - T_2}{T_1}\right)^2 + x \frac{R}{c_p} \left(\frac{P_1 - P_2}{P_3}\right) + (1-x) \frac{R}{c_p} \left(\frac{P_2 - P_3}{P_3}\right) \cong 0 \quad (3.74)$$

and the case of an *incompressible liquid* with known constants v and c :

$$\frac{\dot{S}_{\text{gen}}}{\dot{m}c} \cong \frac{1}{2} x(1-x)\left(\frac{T_1 - T_2}{T_1}\right)^2 + x \frac{v}{cT_1} \left(\frac{P_1 - P_2}{P_3}\right) + (1-x) \frac{v}{cT_1} \left(\frac{P_2 - P_3}{P_3}\right) \geq 0 \quad (3.75)$$

The symmetry between these last two results is obvious. The first term on the right side expresses the irreversibility associated with the initial temperature mismatch between streams (1) and (2). And it does not matter which of these two streams is the warmer one: the thermal mixing irreversibility increases as the inflowing temperature difference squared. An additional feature of the first term is its dependence on the mass fraction x . This first term reaches its maximum value at $x = \frac{1}{2}$; in other words, the thermal mixing is maximized when neither of the streams overwhelms the other.

The remaining two terms on the right side of eqs. (3.74) and (3.75) account for the pressure drops experienced by both streams as they pass through the three-part joint. In many cases, the exit pressure P_3 is dictated by one of the two original streams (e.g., $P_3 = P_2$), so that only one of the pressure mixing terms contributes to entropy generation. Examples of tee-shaped joints that mix two ideal gas streams abound in the flow circuitry of advanced liquid-helium temperature refrigeration cycles (chapter 10).

Finally, we note that each pressure mixing term depends also on the mass fraction x , which means that in general the maximum entropy-generation rate of the mixing joint depends on all three effects (one ΔT , and two ΔP 's). Highlighting only the x dependence, we note that eqs. (3.74) and (3.75) are both of the form

$$\sigma \cong x(1-x)t^2 + xp_1 + (1-x)p_2 \quad (3.76)$$

hence, the mass fraction for maximum entropy-generation rate:

$$x \cong \frac{1}{2} + \frac{p_1 - p_2}{2t^2} \quad (3.77)$$

The meaning of the shorthand notation (t , p_1 , p_2) changes from ideal gases (3.74) to incompressible liquids (3.75). In all cases, however, the absolute values of t , p_1 , and p_2 are considerably smaller than one—this, as a result of the linearization assumption adopted in eq. (3.71).

SYMBOLS

a	specific nonflow availability [J/kg], [eq. (3.30)]
A	nonflow availability [J], [eq. (3.30)]
b	specific flow availability [J/kg], [eq. (3.40)]
B	flow availability [J], [eq. (3.40)]
c	lone specific heat of incompressible liquid
c_p	specific heat at constant pressure
c_v	specific heat at constant volume
COP	coefficient of performance of refrigeration cycles [eq. (3.25)] and heat-pump cycles [eq. (3.28)]
e	specific energy [J/kg]
E	energy [J]
E_Q	exergy associated with the heat transfer interaction Q [eq. (3.14)]
E_W	exergy associated with the work transfer interaction W (note: $E_W = W$)
e_x	specific flow energy [J/kg], [eq. (3.43)]
E_x	flow exergy [J], [eq. (3.43)]
F_D	drag force
h°	specific methalpy [J/kg], [eq. (1.23)]
H	enthalpy [J]
\dot{m}	mass flowrate
p	shorthand notation [eqs. (3.76)–(3.77)]
P	pressure
P_0	pressure of the environment as a pressure reservoir
Q	heat transfer interaction
\dot{Q}	heat transfer rate (Table 3.1)
\dot{Q}	heat transfer rate
R	ideal gas constant
s	specific entropy
S	entropy
S_{gen}	entropy generation
\dot{S}_{gen}	entropy-generation rate
t	time
t	shorthand notation [eqs. (3.76)–(3.77)]
T	absolute temperature
T_0	temperature of the environment as a temperature reservoir
U	internal energy
U_∞	speed of fluid reservoir
v	specific volume
V	volume
W	work transfer interaction
\dot{W}	work transfer rate (mechanical power)
\dot{W}_{lost}	rate of work destruction; the same as $(\dot{E}_W)_{\text{lost}}$
x	mass fraction [eq. (3.73)]

$$F_D U_\infty = \frac{dU}{dt} \tag{3.64}$$

$$\dot{S}_{gen} = \frac{dS}{dt} \geq 0 \tag{3.65}$$

The incremental changes in the fluid reservoir's internal energy and entropy are related by (Table 4.3):

$$dU = T_\infty dS - P_\infty dV \tag{3.66}$$

where (T_∞, P_∞) are the temperature and pressure of the reservoir, respectively, and where $dV = 0$. Eliminating dU and dS between eqs. (3.64)–(3.66) yields

$$\dot{S}_{gen} = \frac{F_D U_\infty}{T_\infty} \tag{3.67}$$

In conclusion, an external flow configuration that is characterized by a net drag force F_D and a relative (so-called "free-stream") velocity U_∞ is also the locus of thermodynamic irreversibility. The rate of entropy generation is proportional to the mechanical power invested in dragging the object through the fluid reservoir, $F_D U_\infty$, that is, to the rate of lost work.

Mixing

A third class of system design features that consistently serve as sources of entropy generation can be loosely grouped together under the general title of "mixing processes." The examples of mixing are as diverse as the number and type of dissimilar entities that are being mixed. Even when the mixing process involves only two substances, there can be two types of mixing apparatuses that can be modeled as adiabatic and zero-work, namely, a "flow" device in which two streams are mixed and a "nonflow" device in which mixing occurs between two batches. Furthermore, the two substances that engage in this relatively simple subset of mixing processes can be "dissimilar" because of their respective temperatures, or pressures, or chemical constitution (chemical potentials), or any combination of these properties. The examples alluded to in Table 3.2 illustrate the diversity of mixing processes, hence, the impossibility of covering the entire domain in the limited space that is provided by the present treatment.

Consider as an example the mixing of two streams that carry the same substance into a third, mixed stream. At the joining of the three streams is a control volume with two inlets labeled (1) and (2) and one outlet labeled (3). The control surface is obviously a zero-work transfer surface; assuming further that the surface is also adiabatic, the steady-state statements for mass conservation and the first law and the second law are

TABLE 3.2 The Diversity of Adiabatic and Zero-Work Mixing Processes That Can Be Constructed with Two Nonreacting Dissimilar Substances

Type of Mixing Device	Type of Dissimilarity	
Thermal	Mechanical	Chemical
Nonflow	• Ref. 6, p. 17	
Flow	• Problem 3.6	• Treated in the present subsection
	• Treated in the present subsection	• Ref. 6, p. 40

$$\dot{m}_1 + \dot{m}_2 = \dot{m}_3 \tag{3.68}$$

$$\dot{m}_1 h_1 + \dot{m}_2 h_2 = \dot{m}_3 h_3 \tag{3.69}$$

$$\dot{S}_{gen} = -\dot{m}_1 s_1 - \dot{m}_2 s_2 + \dot{m}_3 s_3 \tag{3.70}$$

How the entropy-generation rate depends on the degree of dissimilarity between the two inflowing streams becomes visible if we place the analysis in the limit of small changes or "marginal mixing" ($\Delta T \ll T, \Delta P \ll P, \Delta v \ll v$, etc.). In other words, we are assuming that a differential form like $dh = T ds + v dP$ can be integrated to obtain an approximate linear relationship between the enthalpy changes that appear in the first law (3.69) and the entropy changes that add up to the entropy-generation rate (3.70). For example, between states (1) and (3), we can write approximately

$$h_3 - h_1 \cong T(s_3 - s_1) + v(P_3 - P_1) \tag{3.71}$$

so that, taken together, eqs. (3.68)–(3.70) yield

$$\frac{1}{\dot{m}_3} \dot{S}_{gen} \cong x \left[\frac{1}{T} (h_3 - h_1) - \frac{v}{T} (P_3 - P_1) \right] + (1-x) \left[\frac{1}{T} (h_3 - h_2) - \frac{v}{T} (P_3 - P_2) \right] \tag{3.72}$$

Is this last expression, x represents the fraction contributed by the \dot{m}_1 stream to the final mixed stream \dot{m}_3 :

$$x = \frac{\dot{m}_1}{\dot{m}_3} \quad \text{hence} \quad 1-x = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_3} \tag{3.73}$$

Two special applications of eq. (3.72) are particularly instructive, the case where the mixing streams carry the same ideal gas (or ideal gas mixture) with known constants R and c_p :

problems, an intimate thermal contact between (T_H) and (T_L) is considered repulsive. Yet, eq. (3.52) shows that to solve a thermal insulation problem is one more effort of minimizing entropy generation. Table 3.1 summarizes the conclusion that two seemingly opposite camps of thermal design engineers, one devoted to enhancing thermal contact and the other to preventing it, solve their individual problems in ways that *universally* lead to reductions in entropy generation.

Flow with Friction

An equally common feature that serves as source of entropy generation is the effect of fluid friction in various ducts and flow networks. In order to see the direct connection between frictional pressure drop and thermodynamic irreversibility, consider the steady and adiabatic flow of a pure substance through a short segment of pipe. The mass-conservation equation and the first and second laws require:

$$\dot{m}_{in} = \dot{m}_{out} = \dot{m} \quad (3.54)$$

$$h_{in} = h_{out} \quad (3.55)$$

$$\dot{S}_{gen} = \dot{m}(s_{out} - s_{in}) \geq 0 \quad (3.56)$$

We are interested in relating the entropy-generation rate to the pressure drop along the pipe segment; therefore, we note that for a fluid of fixed chemical composition, $dh = T ds + v dP$ (Table 4.3, the enthalpy representation), in other words,

$$ds = \frac{1}{T} dh - \frac{v}{T} dP \quad (3.57)$$

The first law (3.55) shows that the bulk enthalpy h does not change along the stream: combining this idea with eq. (3.57), we can calculate the entropy-generation rate (3.56) with the pressure integral:

$$\dot{S}_{gen} = \dot{m} \int_{out}^{in} \left(\frac{v}{T} \right)_{h=\text{constant}} dP \quad (3.58)$$

Since the integrand v/T is positive and since the direction of integration is "upstream" (i.e., toward higher pressures), we conclude that the entropy-generation rate is finite as soon as the pressure drop $\Delta P = P_{in} - P_{out}$ is finite. It is a known fact in fluids engineering and convection heat transfer that, regardless of the flow regime, the pressure drop is finite when both \dot{m} and the length of the duct are finite [23]. The pressure drop is the result of (it is balanced by) the frictional shear stress integrated over the internal surface of the duct, hence, the name "flow with friction" for the entropy-generation mechanism discussed here.

The one-to-one relationship between entropy generation rate and pressure drop is even more visible in the two limits of thermodynamic behavior in fluids. In the case of an *ideal gas*, eq. (3.58) becomes [6]

$$\dot{S}_{gen} = \dot{m} R \ln \frac{P_{in}}{P_{out}} \quad (3.59)$$

and for pressure drops that are much smaller than the local absolute pressure,

$$\dot{S}_{gen} \cong \dot{m} R \frac{\Delta P}{P_{in}} \quad (\Delta P \ll P_{in}) \quad (3.60)$$

The corresponding expressions for an *incompressible liquid* are [6]

$$\dot{S}_{gen} = \dot{m} c \ln \frac{T_{out}}{T_{in}} \quad (3.61)$$

$$\dot{S}_{gen} = \dot{m} \frac{v}{T_{in}} \Delta P \quad \left(\Delta P \ll \frac{c}{v} T_{in} \right) \quad (3.62)$$

All these expressions show that it takes both flow (\dot{m}) and pressure drop (ΔP) to have entropy generation in duct flow, much in the way that \dot{Q} and ΔT *together* contribute to generating entropy in a heat transfer device (Table 3.1).

The duct segment example treated until now can be viewed also as a system that steadily destroys flow exergy. Since the flow is steady and adiabatic, eq. (3.44) reduces to

$$\begin{aligned} T_0 \dot{S}_{gen} &= \dot{m}(e_{x,in} - e_{x,out}) \\ &= \dot{m}[(h - T_0 s)_{in} - (h - T_0 s)_{out}] \end{aligned} \quad (3.63)$$

which says exactly the same thing as eqs. (3.55) and (3.56) combined. The flow exergy decreases in the downstream direction, and the decrease is proportional to both ΔP and \dot{m} .

The "flow with friction" acts as an entropy-generation mechanism in all flow configurations, not just in the *internal flow* configuration discussed until now. As a most general example of *external flow*, consider the entropy generated by an object (strut, fin, vehicle body) that is swept by a much larger reservoir of fluid whose velocity relative to the object is U_∞ . The object experiences a net drag force F_D . The analysis is greatly simplified by choosing the fluid reservoir (the "rest of the world," more accurately) as a closed system [24]. Next, we note that the only energy interaction experienced by this closed system is the work done by the entity that drags the object through the reservoir. The system is otherwise enclosed in a constant-volume adiabatic enclosure. The first law and the second law for this very large closed system are

Heat Transfer Across a Finite Temperature Difference

Consider the first drawing shown in Fig. 3.16, in which two systems of different temperatures (T_H, T_L) experience the heat transfer interaction \dot{Q} . An important observation is that the two systems do not communicate directly, because if they did, they would have a common boundary; hence $T_H \equiv T_L$ (review the message of Fig. 1.2). Sandwiched between the system (T_H) and the system (T_L) is a third system called the "temperature gap." The heat transfer \dot{Q} enters and leaves the temperature gap system undiminished, which is why the temperature gap is not recognized as a separate thermodynamic system in the field of heat transfer engineering.

With reference to the temperature-gap system, the second law shows that the entropy generated by the system is finite as long as the temperature difference $T_H - T_L$ is finite:

$$\dot{S}_{gen} = \frac{\dot{Q}}{T_L} - \frac{\dot{Q}}{T_H} = \frac{\dot{Q}}{T_L T_H} (T_H - T_L) \geq 0 \quad (3.52)$$

If T_L happens to be greater than T_H , then the physical direction of \dot{Q} must be the opposite of the direction in Fig. 3.16, so that the second-law $\dot{S}_{gen} \geq 0$ is always satisfied.

We can also view the temperature-gap system as a closed system that operates steadily while in communication with two heat reservoirs. Designating (T_L) as reference (ambient) reservoir, eq. (3.15) in this case reduces to

$$W_{lost} = \left(1 - \frac{T_L}{T_H}\right) \dot{Q} \quad (3.53)$$

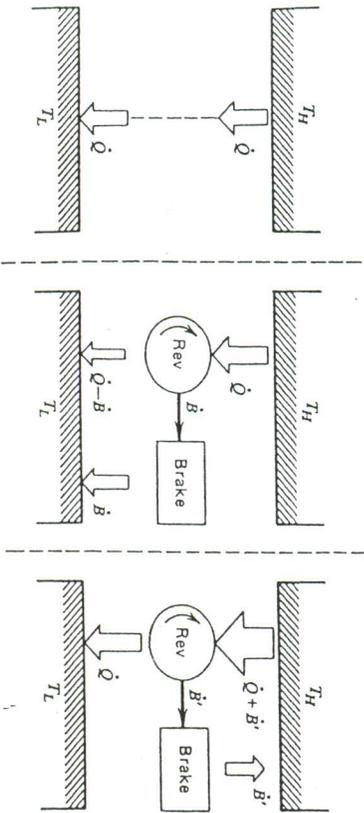


Figure 3.16 The destruction of useful work in the temperature gap crossed by a heat transfer interaction [22].

or, in view of eq. (3.52), $W_{lost} = T_L \dot{S}_{gen}$. The physical meaning of eq. (3.53) is illustrated in the second and third drawings of Fig. 3.16 [22]. We see that the transfer of heat from T_H to T_L is thermodynamically equivalent to a reversible engine that operates between (T_H) and (T_L) and dissipates its entire work output into a brake, which in turn rejects heat either to (T_H) or (T_L). The work output of the reversible engine occupies the right side of eq. (3.53). Putting all these observations together, we conclude that the heat transfer across a finite temperature gap always contributes to the destruction of useful work in the greater system that contains the temperature gap.

This is an appropriate place for repeating an observation made back in 1982 [Ref. 6, p. 99], namely, that the simple entropy generation expression (3.52) has the power to unify the two seemingly antagonistic sectors of thermal design practice. In very broad terms, the contemporary thermal design problems fall into two large categories:

- (1) heat transfer augmentation problems, and
- (2) thermal insulation problems

The first category contains problems in which the heat transfer rate is usually prescribed by design, whereas the objective is to minimize the temperature difference between the heat-exchanging entities, $\Delta T = T_H - T_L$. According to eq. (3.52), however, this effort of enhancing the thermal contact is essentially an entropy-generation minimization effort.

In a thermal insulation problem, on the other hand, the objective is to minimize the heat leak \dot{Q} when the temperature difference ΔT is usually fixed. Unlike heat transfer augmentation problems, in thermal insulation

TABLE 3.1 The Two Main Problems in Thermal Design, as Two Distinct Approaches to Entropy Generation Minimization [6]

Problem	Temperature Difference, ΔT	Heat Transfer Rate, \dot{Q}	Entropy Generation Rate, $\dot{S}_{gen} = \dot{Q} \Delta T / T^2$
1. Heat transfer augmentation (thermal contact enhancement)	Reduced ΔT	Fixed	Reduced
2. Thermal insulation (heat leak minimization)	Fixed ΔT	Reduced	Reduced

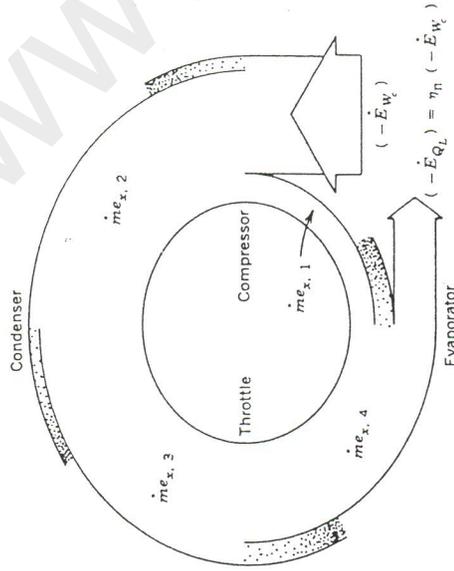
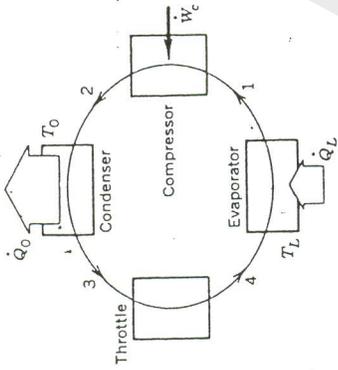


Figure 3.15 The conversion and partial destruction of exergy around a simple vapor-compression refrigeration cycle. Top: the traditional notation and energy-interaction diagram. Bottom: the exergy flow diagram and the definition of second-law efficiency.

only one with which the stream can make thermal contact as it produces available work and reaches its restricted dead state (T_0, P_0) .

In conclusion, the answer to the generic question formulated in the preceding paragraph is none other than the stream's original "specific flow exergy." This answer explains the modern interest in calculating e_x for various working fluids and constructing in this way an entirely new generation of thermodynamic property diagrams. Well-known flow exergy and flow

availability diagrams have been published by Keenan [19], Reistad [20], and Thirumaleswar [21], among others.

The specific flow exergy assumes a particularly simple form in the case of an *incompressible liquid* (Problem 3.4):

$$e_x = cT_0 \left(\frac{T}{T_0} - 1 - \ln \frac{T}{T_0} \right) + v(P - P_0) \quad (3.49)$$

where the lone specific heat c and the specific volume v are both constant. Looking back at the expression obtained for the nonflow exergy of the same incompressible liquid, eq. (3.35), we note the relationship

$$e_x = \xi + v(P - P_0) \quad (3.50)$$

This means that the flow energy chart of an incompressible liquid is obtained by replacing ξ with e_x on the ordinate in Fig. 3.12 and by shifting the cup-shaped curve vertically by an amount (i.e., a "distance" measured in J/kg) that corresponds to the value of the $v(P - P_0)$ term. The e_x chart is then a family of nonintersecting isobaric curves that have the same shape as the curve shown already in Fig. 3.12. Unlike the nonflow exergy ξ , which cannot be negative, the flow exergy e_x is negative in a certain, finite (T, P) domain at sufficiently low pressures.

The flow exergy of an *ideal gas* has an equally simple expression,

$$e_x = c_p T_0 \left(\frac{T}{T_0} - 1 - \ln \frac{T}{T_0} \right) + RT_0 \ln \frac{P}{P_0} \quad (3.51)$$

where the ideal gas model is represented by the known constants c_p and R . The e_x chart that can be built based on eq. (3.51) will have the same features as the chart described in the preceding paragraph, except that this time, the vertical position of each cup-shaped isobaric curve is controlled by the size of the pressure term $RT_0 \ln (P/P_0)$. The flow exergy of an ideal gas can be negative, unlike the nonflow exergy listed in eq. (3.37).

MECHANISMS OF ENTROPY GENERATION AND EXERGY DESTRUCTION

As a preview of the irreversibility minimization methods described in the more applied segments of the present treatment, in this section, we identify three common design features that always contribute to the irreversibility of the installation in which they are present. The mission of this section is to provide a feel for what causes entropy generation, and to teach how to identify those system components that contribute the most to the overall irreversibility of the installation

next flow component, $m\dot{e}_{x,3}$, and partly destroyed due to the inherent irreversibility of boilers (we concentrate on this feature and on the minimization of power cycle irreversibilities in chapters 8 and 9).

In the corresponding analysis of the turbine, we find that the heat transfer exergy terms (\dot{E}_Q) are all zero, because turbines are adequately represented by the adiabatic steady-flow system model [however, even in cases where the turbine leaks heat at a significant rate \dot{Q}_l to the ambient, the exergy flow associated with \dot{Q}_l would be by definition zero, eq. (3.14)]. The right side of the exergy flow diagram of Fig. 3.14 shows that the turbine converts part of its exergy input $m\dot{e}_{x,3}$ into shaft work:

$$\dot{E}_w = \dot{W}_t = m\dot{e}_{x,3} - T_0 \dot{S}_{\text{gen,turbine}} \quad (3.46)$$

The remaining fraction is either passed on to the condenser or is lost through irreversibility. Clearly, the fraction $\dot{W}_t/m\dot{e}_{x,3}$ is related to the classical concept of turbine efficiency, $\dot{W}_t/\dot{W}_{t,\text{rev}}$; we examine this relationship in greater detail in chapter 8.

As a steady-flow component, the condenser distinguishes itself as having the simplest exergy flow equation:

$$0 = m\dot{e}_{x,4} - m\dot{e}_{x,1} - T_0 \dot{S}_{\text{gen,condenser}} \quad (3.47)$$

because the heat transfer exergy term associated with \dot{Q}_0 is by definition zero. The condenser destroys a significant portion of the stream's exergy, primarily as a result of the heat transfer across the finite temperature difference between the condenser tubes and the atmosphere. Even though the theoretical job of the condenser is to bring the stream to thermal equilibrium with the ambient, the exit temperature of the condensate (T_1) is, in general, greater than T_0 , which is why the exit exergy $e_{x,1}$ is shown finite in the exergy wheel of Fig. 3.14.

Finally, by going through the pump, the $m\dot{e}_{x,1}$ stream is augmented somewhat by the exergy put into the circuit as pump work, $\dot{E}_w = -\dot{W}_p$, and returned to the heater. The pump, of course, adds its own contribution to the overall destruction of exergy through the circuit; however, in order to keep the exergy-flow diagram of Fig. 3.14 simple, the pump $T_0 \dot{S}_{\text{gen}}$ contribution is not shown. Another decision aimed at making the diagram more readable was to exaggerate the width of the ($-\dot{E}_w$) arrow: in most steam-turbine cycle calculations, the pump power requirement and its irreversibility ($T_0 \dot{S}_{\text{gen,pump}}$) are minuscule compared with the corresponding quantities for the turbine.

As a summary, it is useful to compare the exergy diagram of Fig. 3.14 with the power cycle exergy diagram of Fig. 3.7, and to recognize the agreement between the two diagrams with regard to the external exergy interactions \dot{E}_{Q_H} and $\dot{E}_w (= \eta_{II} \dot{E}_{Q_H})$. The exergy analysis of each steady-flow component of the power cycle allows us to determine the distribution of irreversibility among the cycle components.

The component-by-component contribution to the destruction of exergy shown in the refrigeration cycle of Fig. 3.9 can be determined similarly. Figure 3.15 shows the internal circulation and successive destruction of exergy in a vapor-compression cycle: seen from the outside, this exergy-flow diagram is analogous to the right side of Fig. 3.9. An internal examination of the refrigeration cycle shows that the destruction of exergy is the combined effect of four irreversible steady-flow components, the compressor, the condenser, the expansion valve, and the evaporator. The detailed study and minimization[†] of the irreversibility associated with each of these components forms the subject of chapter 10.

The flow exergy analyses that led to Figs. 3.14 and 3.15 could have been carried out just as well in terms of flow availability, that is, based on eq. (3.39). The use of flow exergy offers a special advantage in connection with a generic question in the thermodynamics of power engineering, namely, "What is the available work (exergy) content of a stream that is not in thermal and mechanical equilibrium with the environment?" Note that this question is the steady-flow counterpart of the nonflow exergy questions answered in Figs. 3.12 and 3.13. The answer is simply

$$(\dot{E}_w)_{\text{rev}, T_0 \text{ only}} = m\dot{e}_x \quad (3.48)$$

because the would-be outlet flow exergy $m\dot{e}_{x,0}$ is by definition zero, eq. (3.43). It is assumed that the environmental temperature reservoir is the

[†]I use this opportunity to draw attention to an important document on research needs in thermal systems engineering [17], to which I was honored to contribute early versions of Figs. 3.14 and 3.15. This document is a summary of an extensive study initiated by the American Society of Mechanical Engineers and the National Science Foundation [18]. Of interest here is that the topic of *Thermodynamic Optimization and Design Methodology* was identified as an important research priority.

Research should be done on methods of applying second-law analysis to achieve thermodynamic optimization of thermal systems. An analysis of all major systems and components to identify ideal targets for thermodynamic optimization should be undertaken. Development of a design methodology for thermal systems, similar to that for mechanical systems, is necessary. These methods should be primarily concerned with thermal processes, as well as with alternatives that take into account economic and first- and second-law constraints on thermal performance. Such methodology is important for both the evaluation of existing systems and the development of new thermal processes [Ref. 17, p. 46].

Another priority item identified in this document is the research on *Modeling, Simulation, and Optimization*:

Innovative methodologies are needed in the design, operation, and adaptive control of thermal systems, all of which could lead to improved forecasting of loads and resources. The methodologies should explicitly include the second law in optimizing systems and subsystems [emphasis added; Ref. 17, p. 45].

$$\dot{E}_W = \sum_{i=1}^n (\dot{E}_Q)_i + \sum_{k=1}^K [(m\dot{e}_x)_{in} - (m\dot{e}_x)_{out}]_k - T_0 \dot{S}_{gen} \quad (3.42)$$

where the new property (E_x, e_x) is the flow exergy of each fluid [12]:

$$E_x = B - B_0 = H^\circ - H_0^\circ - T_0(S - S_0) \quad (3.43)$$

$$e_x = b - b_0 = h^\circ - h_0^\circ - T_0(s - s_0)$$

The flow exergy e_x is defined as the difference between the flow availability of the stream (b) and that of the same stream at its restricted dead state, that is, the flow availability evaluated at standard environmental conditions, $b_0 = h_0^\circ - T_0 s_0$. Note also that the transition from eq. (3.41) to eq. (3.42) is made by invoking the steady-state conservation of mass for each stream, eq. (1.27); hence, the reminder that eq. (3.42) applies to systems in which each stream k flows unmixed through the apparatus (in general, it is assumed that each stream can carry a different substance or mixture of substances).

In the very special case where all the flows into and out of the control volume carry the same substance, subscript k loses its usefulness and eq. (3.42) becomes

$$\dot{E}_W = \sum_{i=1}^n (\dot{E}_Q)_i + \sum_{in} m\dot{e}_x - \sum_{out} m\dot{e}_x - T_0 \dot{S}_{gen} \quad (3.44)$$

In this case, the number of inlet ports need not be equal to the number of outlet ports (e.g., the mixing of two water streams in a steam ejector and the mixing of two helium gas streams on the low-pressure side of the main heat exchanger of a helium liquefier, chapter 10). Note further that eq. (3.44) can be obtained directly from eq. (3.39) by invoking the steady-state conservation of the lone substance processed by the apparatus.

Either in flow availability or flow exergy formulation, the above statements consistently draw attention to the destruction of exergy in steady-flow systems ($T_0 \dot{S}_{gen}$). Figure 3.14 shows the linkage of four steady-flow components in the classical Rankine cycle sandwiched between a high (flame) temperature T_H and the atmospheric reservoir temperature T_0 . The energy interactions experienced by the pump, heater, turbine, and condenser are indicated by arrows that point in the correct physical direction; therefore, as in the usual treatment of this cycle, in the present discussion, \dot{W}_p , \dot{Q}_H , \dot{W}_t , and \dot{Q}_0 represent positive numerical values. Each component processes a single stream; in the case of the heater, for example, eq. (3.42) or (3.43) yields

$$0 = \dot{E}_{Q_H} + m\dot{e}_{x,2} - m\dot{e}_{x,3} - T_0 \dot{S}_{gen,heater} \quad (3.45)$$

We rewrite this result as

$$\underbrace{\dot{E}_{Q_H} + m\dot{e}_{x,2}}_{\text{Exergy inflow}} = \underbrace{m\dot{e}_{x,3}}_{\text{Exergy outflow}} + \underbrace{T_0 \dot{S}_{gen,heater}}_{\text{Destroyed exergy}} \quad (3.45')$$

to show the meaning of the confluence and branching out of the exergy streams in the "heater" part of the exergy (bottom) diagram of Fig. 3.14. The exergy flowrate into the heater, $\dot{E}_{Q_H} + m\dot{e}_{x,2}$, is partly transmitted to the

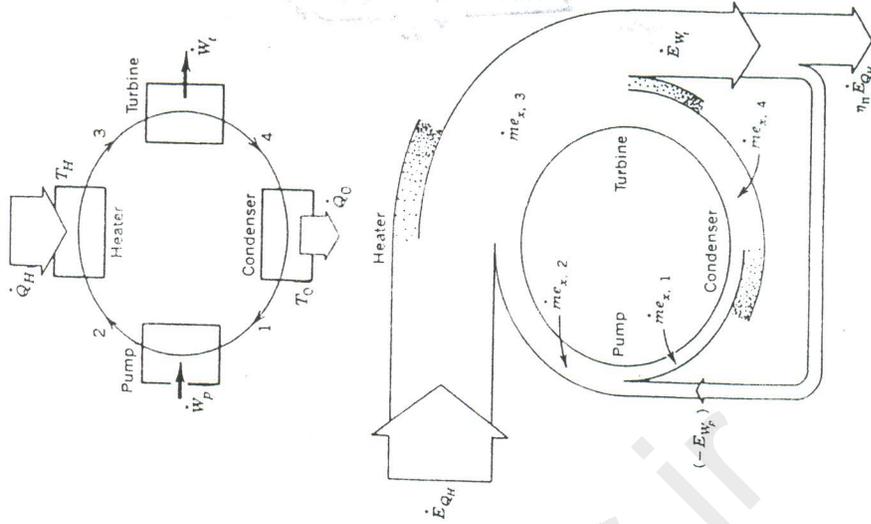


Figure 3.14 The conversion and partial destruction of exergy around a simple Rankine cycle. Top: the traditional notation and energy-interaction diagram. Bottom: the exergy flow diagram and the definition of second-law efficiency

The nonflow exergy of an ideal gas depends on both temperature and pressure in a way that, in three dimensions, resembles a bucket-shaped ξ surface whose minimum ($\xi = 0$) is located at $T = T_0$ and $P = P_0$. The ideal gas system possesses positive nonflow exergy anywhere else in the (T, P) domain. For example, if we set $T = T_0$ in eq. (3.37), we arrive at an exergy-pressure relationship that is analytically similar to the exergy-temperature relationship for an incompressible substance, eq. (3.35). Consequently, in Fig. 3.12, we can relabel the ordinate as ξ/RT_0 and the abscissa as P_0/P and use the same graph as an illustration of the nonflow exergy of an ideal gas whose temperature is the same as the environmental temperature, $\xi(T_0, P)$. A potential for doing useful work is therefore present at both above-atmospheric and below-atmospheric pressure levels. We draw similar conclusions if instead of holding T constant in eq. (3.37), we set P equal to P_0 .

The convexity of the three-dimensional surface $\xi(T, P)$ can be shown analytically by considering the limit $(T \rightarrow T_0, P \rightarrow P_0)$ in which eq. (3.37) becomes

$$2 \frac{\xi}{c_v T_0} = \tau^2 + \frac{R}{c_v} (\pi - \tau)^2 \tag{3.38}$$

where $\tau = (T - T_0)/T_0$, and $\pi = (P - P_0)/P_0$. Near point (T_0, P_0) in the

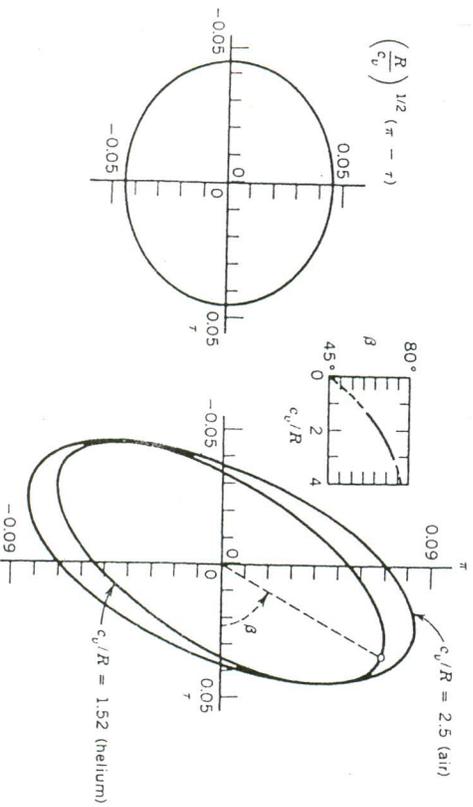


Figure 3.13 The shape of constant nonflow exergy lines for an ideal gas in the limit $T \rightarrow T_0, P \rightarrow P_0$. All curves correspond to $\xi/c_v T_0 = 10^{-3}$. Note also the dimensionless notations $\tau = (T - T_0)/T_0$ and $\pi = (P - P_0)/P_0$.

(T, P) plane, the lines of constant nonflow exergy constitute a family of ellipses whose axes of symmetry are inclined relative to the T - P system of coordinates (Fig. 3.13). The complete nonflow exergy diagram for a particular ideal gas, $\xi(T, P)$, can be drawn using eq. (3.37) directly, as shown in the case of air ($c_p/c_v = 1.4$) by Brodianskii [15] and Moran [16].

STEADY-FLOW PROCESSES

By far the most frequent engineering application of the two laws is in the realm of "steady-flow processes," that is, in the analysis of installations that can be modeled as open systems, operating steadily or periodically, if the period-averaged behavior does not change from one period to the next. For such systems, the "combined" law (3.9) reduces to

$$\dot{E}_w = \sum_{i=1}^n (\dot{E}_Q)_i + \sum_{in} \dot{m} b - \sum_{out} \dot{m} b - T_0 \dot{S}_{gen} \tag{3.39}$$

where the new property (B, b) is the flow availability measured at each port [11]:

$$B = H^o - T_0 S \\ b = h^o - T_0 s \tag{3.40}$$

Since in many cases the bulk methalpy h^o of each stream is equal to the bulk enthalpy h , it is important to bear in mind the difference between the flow availability property $h - T_0 s$ and the specific Gibbs free energy $h - Ts$ (chapter 4). Equation (3.39) states that the available work or exergy (E_w) delivered by the flow system is equal to the net flow of exergy into the system (via heat transfer and fluid flow) minus the exergy destroyed through thermodynamic irreversibility.

As a first application of eq. (3.39), consider the class of systems in which the streams \dot{m} do not mix as they flow through the apparatus. The simplest examples of this kind are the single-stream shaft work components encountered in power and refrigeration cycles, namely, expanders, turbines, pumps, and compressors. Two-stream or multistream heat exchangers in which the streams do not mix also belong to this special class of systems. By attaching the subscript $()_k$ to the inlet/outlet properties of each of the r unmixed streams, eq. (3.39) can be rewritten as

$$\dot{E}_w = \sum_{i=1}^r (\dot{E}_Q)_i + \sum_{k=1}^r [(\dot{m} b)_{in,k} - (\dot{m} b)_{out,k}] - T_0 \dot{S}_{gen} \tag{3.41}$$

hence,

The difference $A - A_0$ has been named the *nonflow exergy* [12] of the system and given the symbol (Ξ, ξ) ,

$$\begin{aligned} \Xi &= A - A_0 = E - E_0 - T_0(S - S_0) + P_0(V - V_0) \\ \xi &= a - a_0 = e - e_0 - T_0(s - s_0) + P_0(v - v_0) \end{aligned} \quad (3.32)$$

As indicated by the notation on the left side of eq. (3.31), the nonflow exergy is the reversible work delivered by a fixed-mass system during a process in which the atmosphere (T_0) is the only temperature reservoir available. The final state of equilibrium with the atmosphere, $(\)_0$, is called the *restricted dead state* of the system. In the present treatment of closed systems, the "restricted" dead state is a state of only mechanical and thermal equilibrium with the atmosphere ($P = P_0, T = T_0$). The concepts of equilibrium and dead state will be generalized in chapter 5, after the formal introduction of chemical equilibrium.

The numerical evaluation of "exergy" quantities (E_0, Ξ , and, as shown in the next section, E_x) depends on the numerical values assigned to the constants T_0 and P_0 . There is an engineering need to standardize the calculation of exergies, i.e., to ensure that the calculated numerical values do not change from year to year and from country to country. The (T_0, P_0) constants that have been used most frequently are those that traditionally have been associated with standard atmospheric conditions [13], namely, 25°C and 1 atm, or

$$T_0 = 298.15 \text{ K} \quad \text{and} \quad P_0 = 0.101325 \text{ MPa} \quad (3.33)$$

According to the recommendations of a recent thermodynamics workshop [14], the above constants can be regarded as the *standard environmental state* for all future exergy calculations.

A simple way to illustrate the meaning of nonflow exergy calculations is by considering a fixed mass of *incompressible substance* at temperature T and pressure P , such that $T \neq T_0$ and $P \neq P_0$. The extent to which this closed system can serve as "source" of available work is determined from eqs. (3.31) and (3.32), that is, by considering the reversible process by which the system reaches its restricted dead state. The specific nonflow exergy ξ is obtained by recalling that for an incompressible substance

$$\begin{aligned} du &= c \, dT \\ dv &= 0 \\ ds &= \frac{c}{T} \, dT \end{aligned} \quad (3.34)$$

where the lone specific heat c is, at best, a function of temperature. Assuming that c is constant and that $de = du$, eq. (3.32) yields

$$\xi = cT_0 \left(\frac{T}{T_0} - 1 - \ln \frac{T}{T_0} \right) \quad (3.35)$$

Figure 3.12 shows in dimensionless form the relationship between nonflow exergy on temperature. The incompressible substance can serve as a source of exergy as long as $T \neq T_0$. A hot fixed-mass system contains available work because it can serve as a high-temperature reservoir to a heat-engine cycle that rejects heat to the (T_0) reservoir. Likewise, a cold mass contains available work because, theoretically, it can serve as a low-temperature reservoir to a heat-engine cycle that absorbs heat from the "high"-temperature reservoir (T_0). We see again the image conveyed by the right diagram of Fig. 3.9: to refrigerate a system to a temperature that is lower than that of the ambient is to deposit exergy in the cold system.

We can examine the same issue in the context of a fixed-mass system that contains an *ideal gas* whose temperature and pressure differ from the environmental conditions. We evaluate the specific nonflow exergy by combining the definition (3.32) with the ideal gas relations:

$$\begin{aligned} du &= c_v \, dT \\ du &= R \, d \left(\frac{T}{P} \right) \\ ds &= \frac{c_p}{T} \, dT - \frac{R}{P} \, dP \end{aligned} \quad (3.36)$$

Treating the specific heats $c_v(T)$ and $c_p(T)$ as constants, and assuming again $de = du$, we obtain

$$\xi = c_v T_0 \left(\frac{T}{T_0} - 1 - \frac{c_p}{c_v} \ln \frac{T}{T_0} \right) + RT_0 \left[\left(\frac{T}{T_0} \right) \left(\frac{P_0}{P} \right) - 1 - \ln \frac{P_0}{P} \right] \quad (3.37)$$

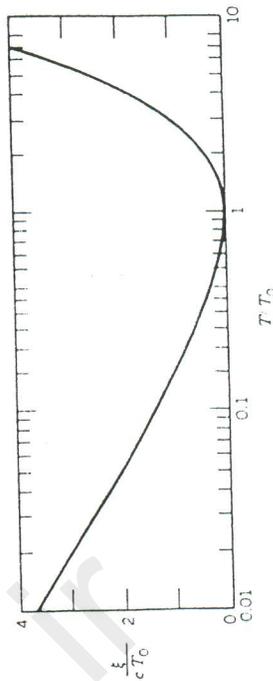


Figure 3.12 The specific nonflow exergy of an incompressible liquid.

The first term on the right side of eq. (3.26) represents the exergy deposited by the heat-pump cycle into the (T_H) space. This exergy term can be labeled $(-E_{Q_H})$ as done on the right side of Fig. 3.10: this notation is consistent with the \dot{E}_Q definition (3.14), in which \dot{Q} is considered positive when entering the system. Note that $(-E_{Q_H})$ is positive and so is $(-E_W)$. The second-law efficiency of the heat-pump cycle is calculated by dividing the minimum work requirement by the actual work:

$$\eta_{II} = \frac{(-E_W)_{rev}}{(-E_W)} = \frac{(-E_{Q_H})}{(-E_{Q_H}) + T_L S_{gen}} \quad (3.27)$$

Since $(-E_{Q_H})$ and $T_L S_{gen}$ are positive quantities, the η_{II} ratio takes values in the interval $[0, 1]$. The second-law efficiency is to be distinguished from the classical coefficient of performance of the heat pump:

$$COP = \frac{\dot{Q}_H}{W} = \frac{\eta_{II}}{1 - T_L/T_H} \quad (3.28)$$

which can vary from 0 to $(1 - T_L/T_H)^{-1}$.

A graphic summary of the first-law and second-law figures of merit of heat engines, refrigerators, and heat pumps is presented in Fig. 3.11. The

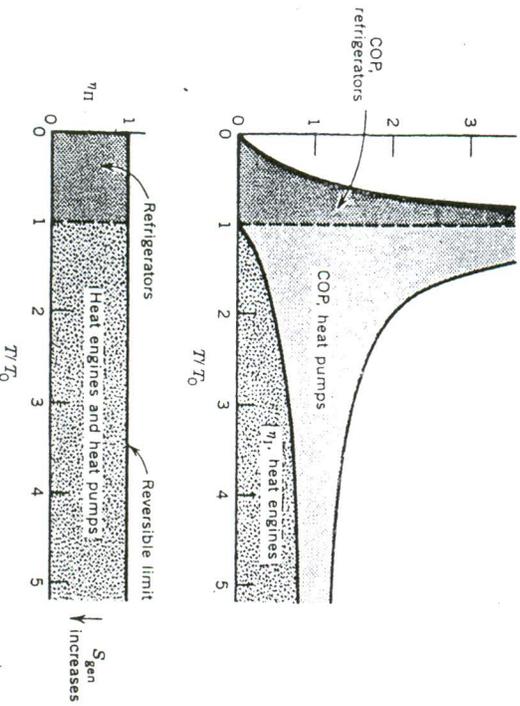


Figure 3.11 The range of values taken by the first-law and second-law efficiencies of heat engines, refrigerators, and heat pumps.

top figure was drawn after Radcenco et al. [10]. In each case, the upper boundary of the domain represents the limit of reversible operation. The T_0 denominator in the abscissa is the ambient temperature, with which all the devices referred to in the figure are assumed to be in contact (i.e., $T_0 = T_L$ in heat engines and heat pumps, and $T_0 = T_H$ in refrigerators).

The bottom of Fig. 3.11 shows the range of values taken by the second-law efficiencies of refrigerators, heat engines, and heat pumps. The upper boundary in this second drawing ($\eta_{II} = 1$) is the common limit of reversibility for all these devices. It is clear from this figure and from eqs. (3.20), (3.25), and (3.28) that the second-law efficiency is a way of normalizing the traditional figures of merit so that they all equal 1 in the limit of reversible operation.

NONFLOW PROCESSES

Consider next a process (1) \rightarrow (2) executed by a closed system while in contact with $n + 1$ temperature reservoirs $(T_i, i = 0, 1, \dots, n)$. Special among these reservoirs is (T_0) , because its heat transfer interaction \dot{Q}_0 is assumed to vary in response to changes in the degree of irreversibility of the process, S_{gen} . The available work E_W delivered by the closed system during the process (1) \rightarrow (2) is obtained by integrating eq. (3.9) from $t = t_1$ to $t = t_2$:

$$E_W = A_1 - A_2 + \sum_{i=1}^n (E_{Q_i})_i - T_0 S_{gen} \quad (3.29)$$

where the *nonflow availability* (A, a) is shorthand notation for [11]

$$\begin{aligned} A &= E - T_0 S + P_0 V \\ a &= e - T_0 s + P_0 v \end{aligned} \quad (3.30)$$

The available work terms $(E_{Q_i})_i$ associated with the heat transfer interactions other than \dot{Q}_0 have been defined in eq. (3.14). The nonflow availability A is a thermodynamic property of the system as long as T_0 and P_0 are fixed.

The most frequent application of eq. (3.29) is in the evaluation of the most work that would become available as the closed system comes to thermal and mechanical equilibrium with the atmosphere, during a process in which the atmosphere is the only temperature reservoir with which the system can interact. By replacing the subscript "2" with "0" to indicate the final state, and noting that the last two terms drop out from eq. (3.29), the maximum available work reduces to

$$(E_W)_{rev, T_0 \text{ only}} = A - A_0 \quad (3.31)$$

and note that the E_{Q_L} term is negative. A more instructive version of eq. (3.23) is

$$W = Q_L \left(\frac{T_H}{T_L} - 1 \right) + W_{\text{lost}} \quad (3.23')$$

where the term $Q_L(T_H/T_L - 1)$ represents the fixed amount of exergy ($-E_{Q_L}$) that must be deposited in the T_L -cold space. The work delivered to the refrigerating machine (W) must account for both ($-E_{Q_L}$) and the available work lost because of the irreversibility of the cycle. This last observation is illustrated better in the drawing on the right side of Fig. 3.9.

The relative efficiency, or utilization factor, for the refrigeration cycle is defined as the ratio of the minimum exergy (work) requirement divided by the actual exergy input:

$$\eta_{\text{II}} = \frac{(-E_W)_{\text{rev}}}{(-E_W)} = \frac{(-E_{Q_L})}{(-E_{Q_L}) + T_H S_{\text{gen}}} \quad (3.24)$$

This second-law efficiency can vary from 0 to 1. The traditional ("first-law") figure of merit for the same cycle is the coefficient of performance:

$$\text{COP} = \frac{Q_L}{W} = \frac{\eta_{\text{II}}}{T_H/T_L - 1} \quad (3.25)$$

whose values can vary from 0 to $(T_H/T_L - 1)^{-1}$. Figure 3.9 displays side by side the energy flow and the exergy flow through the same refrigeration machine. Again, we note the zero exergy associated with the heat rejected to the ambient.

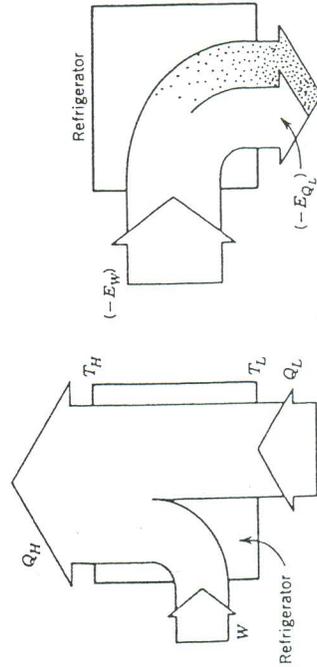


Figure 3.9 Energy conservation versus exergy destruction during a refrigeration cycle.

To deposit the exergy amount ($-E_{Q_L}$) in the cold space is the job of the refrigerator: this exergy output is steadily destroyed in the leaky thermal insulation that separates the (T_L) space from the (T_H) ambient (Problem 3.1). It is easy to show that the exergy transferred to the cold space ($-E_{Q_L}$) can be recovered fully as useful work by operating a reversible heat engine between (T_H) and (T_L), so that the heat rejected by the engine to (T_L) matches the refrigeration load Q_L pulled by the refrigerator out of the cold space (T_L).

Heat-Pump Cycles

As a final example of the application of the exergy accounting formula (3.13), consider a heat-pump cycle whose function is to deliver the heat transfer Q_H to the interior of a building (T_H) warmer than the ambient (T_L). With reference to the left side of Fig. 3.10, in which Q_H , Q_L , and W are all positive numbers, the first law is written exactly as in eq. (3.21). This is why the left sides of Figs. 3.9 and 3.10 are identical. The exergy-flow diagram, however, is different because in a heat-pump cycle, Q_L is the heat transfer interaction with the ambient, that is, the interaction that "floats" as the degree of irreversibility of the cycle (S_{gen}) varies. Equation (3.15) yields in this case:

$$W_{\text{lost}} = \left(1 - \frac{T_L}{T_H} \right) (-Q_H) - (-W) \quad (3.26)$$

which means that the work requirement W must always exceed a theoretical threshold value:

$$W = \left(1 - \frac{T_L}{T_H} \right) Q_H + W_{\text{lost}} \quad (3.26')$$

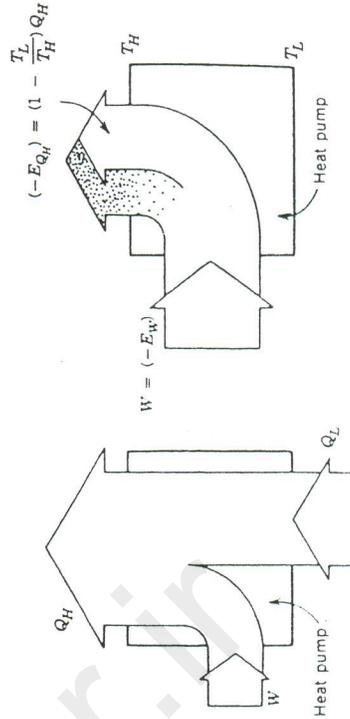


Figure 3.10 Energy conservation versus exergy destruction during a heat-pumping cycle.

The same statements are made graphically by the triangular diagram [9] presented twice in Fig. 3.6. Next, we apply the lost-work theorem (3.15) by identifying T_L as the temperature that plays the role of T_0 , or Q_L as the energy interaction that "floats" as W changes [review the assumption that preceded eq. (3.3)]. Equation (3.15) reduces to

$$W_{\text{lost}} = E_{Q_H} - E_w = Q_H \left(1 - \frac{T_L}{T_H}\right) - W \quad (3.18)$$

Equation (3.18) is the subject of the second triangular diagram of Fig. 3.6: the lost-work theorem, $W_{\text{lost}} = T_L S_{\text{gen}}$, is an integral feature of this drawing, as the destroyed work increases in proportion to the departure from the limit of reversible operation. The "efficiency" of the work-producing device is related, of course, to the destruction of available work inside the device. We define the *relative efficiency* (or *utilization factor*) as [2]

$$\eta_{II} = \frac{E_w}{(E_w)_{\text{rev}}} = 1 - \frac{T_L S_{\text{gen}}}{(E_w)_{\text{rev}}} \quad (3.19)$$

The value of η_{II} increases from 0 to 1 as the engine approaches its reversible limit. The indicator defined by eq. (3.19) is recognized also as the *second-law efficiency* of the heat engine. The subscript "II" is used to draw attention to the difference between this newer figure of merit and the traditional ("first-law") efficiency:

$$\eta_I = \frac{W}{Q_H} = \eta_{II} \left(1 - \frac{T_L}{T_H}\right) \quad (3.20)$$

whose range is $0 \leq \eta_I \leq (1 - T_L/T_H)$. A comparative view of the first-law and second-law efficiencies is presented in Fig. 3.7. In particular, the shaded

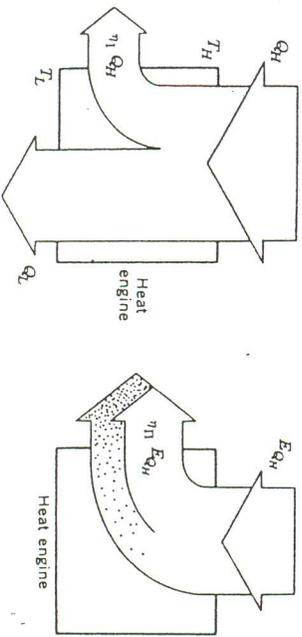


Figure 3.7 The relationship between the first-law efficiency (also called "heat-engine" efficiency) and the second-law efficiency during a heat-engine cycle.

area in the right side of Fig. 3.7 shows the destruction of exergy during the heat-engine cycle. The same drawing also shows that the exergy transfer associated with Q_L is always zero.

Refrigeration Cycles

According to the simplest model, a refrigeration cycle is analyzed as a closed system in communication with two heat reservoirs, namely, the cold space (T_L) from which the cycle extracts the refrigeration load (Q_L), and the room-temperature ambient (T_H) to which the refrigerator rejects heat (Q_H). In the drawing on the left side of Fig. 3.8, the arrows indicate the physical sense of the energy interactions, therefore, W , Q_H , and Q_L represent positive numerical values. The laws of thermodynamics require

$$Q_L - Q_H + W = 0 \quad (3.21)$$

$$S_{\text{gen}} = \frac{Q_H}{T_H} - \frac{Q_L}{T_L} \geq 0 \quad (3.22)$$

The triangular diagrams of Fig. 3.8 show graphically the content of the two laws [9], in particular, the fact that in refrigerators, the work requirement and the rejected heat increase as the entropy generation increases. The identification of Q_H as the heat transfer interaction that "floats" as W and S_{gen} are minimized is the preliminary step in using the lost-work formula (3.15); we obtain

$$W_{\text{lost}} = E_{Q_L} - E_w = Q_L \left(1 - \frac{T_H}{T_L}\right) - (-W) \quad (3.23)$$

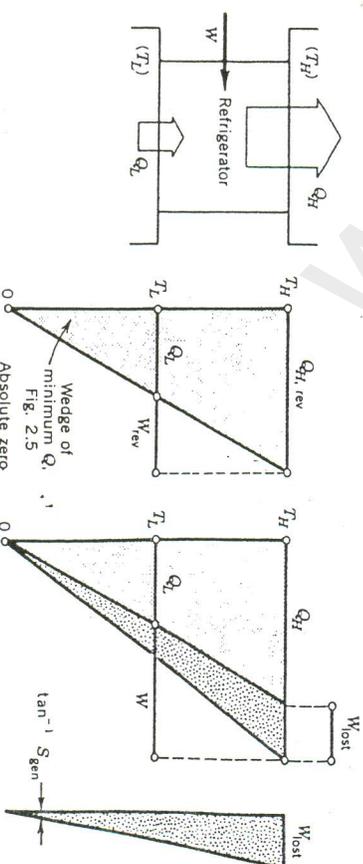


Figure 3.8 Triangular diagram showing the occurrence of lost available work and entropy generation during a refrigeration cycle (after Bejan [9]).

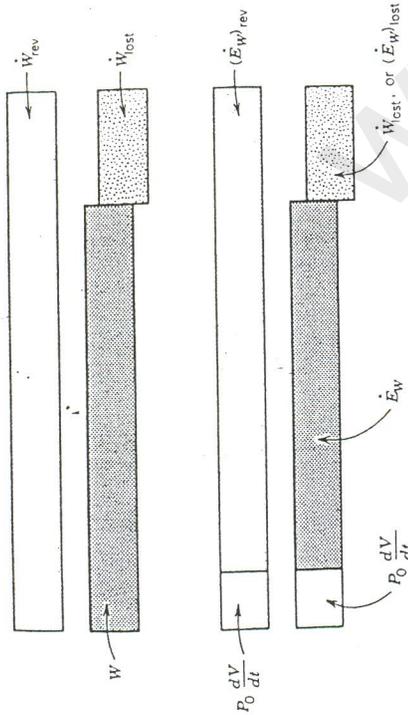


Figure 3.5 The relationship between work transfer \dot{W} , available work \dot{E}_w , and lost available work \dot{W}_{lost} or $(\dot{E}_w)_{lost}$.

CYCLES

The meaning of the lost-work theorem becomes clearer if we take another look at the classical topic of heat engines and refrigerators, this time from the engineering position of trying to avoid the destruction of available work. This step serves also as an introduction to the more detailed and advanced applications treated in chapter 8. We begin with the observation that we are dealing with a class of relatively uncomplicated systems, namely, closed systems that operate in an integral number of cycles. For this class, the ceiling value of the available power (3.11) reduces to

$$(\dot{E}_w)_{rev} = \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i \tag{3.13}$$

We learn that a certain heat transfer interaction (\dot{Q}_i) can affect the system's ability to produce work if the temperature of the boundary crossed by \dot{Q}_i differs from the atmospheric reservoir temperature, $T_i \neq T_0$. Generalizing the "E" (exergy) notation used in eq. (3.9), we can speak of the *available work (exergy) content of the heat transfer interaction* (\dot{Q} , T , T_0) and label it

$$\dot{E}_Q = \dot{Q} \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) \tag{3.14}$$

Note that although the heat transfer interaction is fully described by \dot{Q} , the available work (exergy) content requires the specification of three quantities, \dot{Q} , T , and T_0 . For many years, the quantity $\dot{Q}(1 - T_0/T)$ has been recognized as the *availability* of \dot{Q} [7, 8]. By using the \dot{E}_Q notation, the

lost-work theorem for closed systems that operate cyclically can be written as

$$\dot{W}_{lost} = \sum_{i=1}^n (\dot{E}_Q)_i - \dot{E}_w \tag{3.15}$$

The per-unit-time notation (·) drops out if the analysis refers to a complete cycle or an integral number of cycles.

Heat-Engine Cycles

Dating back to Sadi Carnot's memoir, the simplest representation of heat-engine operation is in terms of cycles executed in contact with two temperature reservoirs. Figure 3.6 shows the *physical* sense of the three energy interactions: the function of the device (the closed system) is to produce work by absorbing heat from a high-temperature reservoir and rejecting heat to a low-temperature reservoir. The simultaneous occurrence of heat absorption and rejection is a consequence of the Second Law of Thermodynamics, as demonstrated by the proof to option (iii), eq. (2.8). The graphic definition of the physical sense of the energy interactions, Fig. 3.6, means that in the following analysis, Q_H , Q_L , and W represent positive numbers of joules per cycle.

With reference to the heat engine as a closed system, the first law and the second law state

$$Q_H - Q_L - W = 0 \tag{3.16}$$

$$S_{gen} = \frac{Q_L}{T_L} - \frac{Q_H}{T_H} \geq 0 \tag{3.17}$$

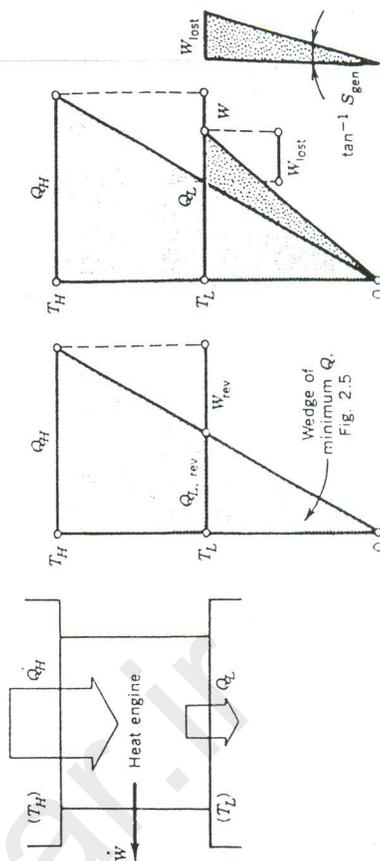


Figure 3.6 Triangular diagram showing the occurrence of lost available work and entropy generation during a heat-engine cycle (after Bejan [9])

Finally, in the reversible limit, we can identify an algebraic ceiling value for the available work transfer rate,

$$(\dot{E}_w)_{rev} = \dot{W}_{rev} - P_0 \frac{dV}{dt} \quad (3.10)$$

which can be evaluated by combining the definition (3.10) with eq. (3.4):

$$\begin{aligned} (\dot{E}_w)_{rev} = & \underbrace{-\frac{d}{dt}(E + P_0 V - T_0 S)}_{\text{Maximum delivery of useful (available) mechanical power}} + \underbrace{\sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i}_{\text{Exergy transfer via heat transfer}} \\ & + \underbrace{\sum_{in} m(\dot{h}^o - T_0 s)}_{\text{Intake of flow exergy via mass flow}} - \underbrace{\sum_{out} m(\dot{h}^o - T_0 s)}_{\text{Release of flow exergy via mass flow}} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Under each of the five types of terms in eq. (3.11) is the terminology usually attached to them in modern engineering thermodynamics. This terminology is introduced on a case-by-case basis in the next three sections. The algebraically maximum rate of available work delivery $(\dot{E}_w)_{rev}$ emerges as

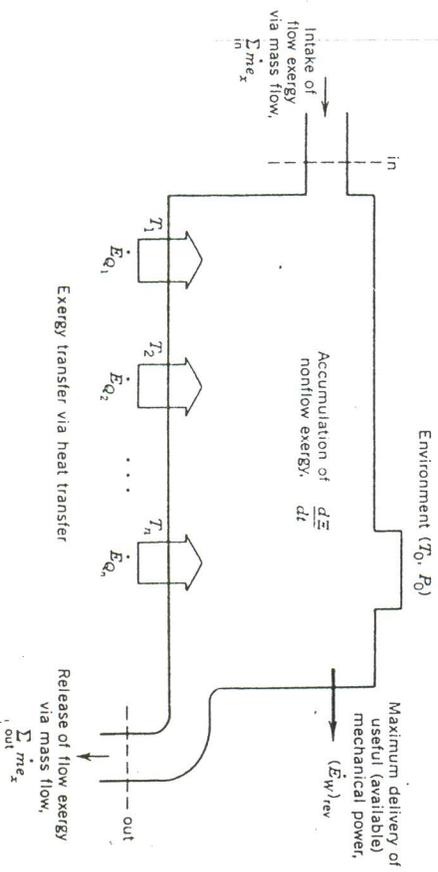


Figure 3.3 The exergy accounting “balance” that rules the open system of Fig. 3.1 in the reversible operation limit.

the difference between the net flow of exergy into the control volume and the net flow of exergy out of the control volume. This state of exergy “balance,” which exists only hypothetically in the reversible operation limit, is illustrated in the exergy accounting diagram of Fig. 3.3. Note that Fig. 3.3 is the exergy flow network that rides on top of Fig. 3.1 in the reversible operation limit.

The concept of lost available work—defined already as the difference between the ceiling value \dot{W}_{rev} and the actual work transfer rate \dot{W} —can be defined alternatively as the difference between the corresponding available work quantities, Fig. 3.4,

$$\dot{W}_{lost} = (\dot{E}_w)_{rev} - \dot{E}_w = (\dot{E}_w)_{lost} \quad (3.12)$$

The relationships between work, available work, and lost available work (or lost exergy) are summarized geometrically in Fig. 3.5, where it has been assumed that all the work quantities (not just \dot{W}_{lost}) are positive.

Equations (3.11) and (3.12) point out two important directions in engineering thermodynamics:

- (i) the estimation of the theoretically ideal operating conditions of a proposed installation, in particular, the maximum mechanical power output for engines or the minimum mechanical power requirement for refrigerators, eq. (3.11), and
- (ii) the estimation and minimization of lost available work or entropy generation through improved thermal design, eqs. (3.12) and (3.7).

The first direction is the common thread of all “exergy analyses,” as illustrated in this chapter and chapters 5, 7 to 11. The second direction is a relatively new point of view in applied engineering thermodynamics, a modern brand of thermal design that would be better named “entropy generation minimization” or “thermodynamic design.” The growth of this activity forms the subject of a 1982 monograph [6] and chapter 11 in the present treatment.

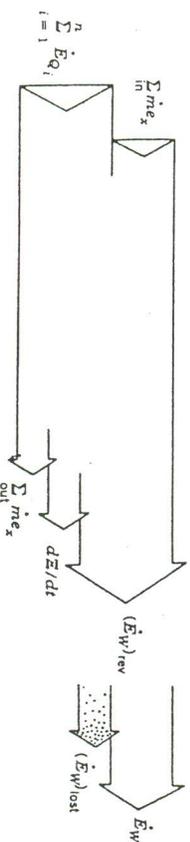


Figure 3.4 Alternative to the exergy accounting of Fig. 3.3, showing how the lost exergy ruins the balance between exergy inflow and exergy outflow.

The engineering conclusion that follows from combining the first law with the second law is this: whenever a system operates irreversibly, it destroys work at a rate that is proportional to the system's rate of entropy generation. The work destroyed through thermodynamic irreversibility, $\dot{W}_{rev} - \dot{W}$, is appropriately called *lost available work*: this terminology was first used prominently by Kestin [1-3]. The proportionality between lost available work and entropy generation, or between their respective rates,

$$\dot{W}_{lost} = T_0 \dot{S}_{gen} \quad (3.7)$$

constitutes the *lost-work theorem*. The same result is remembered by many as the *Gouy-Stodola theorem*, in memory of the first two thermodynamicists who were at least partially successful in convincing their contemporaries that eq. (3.7) deserves attention [4, 5]. The history of the concept of lost work is about as old as the history of engineering thermodynamics: remarks on this topic can be found in Refs. 1-3 and 6.

A few observations regarding the sign of \dot{W} , \dot{W}_{rev} , and \dot{W}_{lost} are needed, because there is a conceptual difference between \dot{W} (or \dot{W}_{rev}) and \dot{W}_{lost} . The work transfer rate \dot{W} and its limiting value \dot{W}_{rev} can take both positive and negative values, depending on whether the system is designed to produce or absorb work. For this reason, the second law inequality (3.6), or simply

$$\dot{W}_{rev} \geq \dot{W} \quad (3.8)$$

must be recognized as correct in an algebraic sense. In other words, regardless of the sign of the values assigned to \dot{W} and \dot{W}_{rev} , the position of \dot{W}_{rev} always falls to the right of \dot{W} on the work transfer rate axis in Fig. 3.2. The lost available work, on the other hand, can never be negative. This fundamental distinction between lost available work and work transfer interaction is to be kept in mind, especially in view of the observation made earlier (p. 4) that work transfer and lost available work are "similar" in the sense that both are not thermodynamic properties of the system. The work transfer and lost available work depend on the path (design, constitution, functioning) of the system, however, whereas the system can be designed for both positive and negative \dot{W} s, the second law prevents the designer from even dreaming of negative values for \dot{W}_{lost} .

The analytical content of this section can be summarized in terms of two conclusions, first, that the entropy generated by the system is a measure of the available work that has been destroyed, and, second, that by invoking the reversible limit and using eq. (3.4), it is possible to evaluate the upper limit to the work transfer rate of which the system might be capable. An engineering question that arises in connection with the second conclusion is whether \dot{W}_{rev} (or, for that matter, \dot{W}) is entirely available for consumption. The answer depends on whether the atmospheric pressure reservoir P_0 is part of the environment and whether the system experiences a change in volume while being resisted or aided by this pressure reservoir. In cases

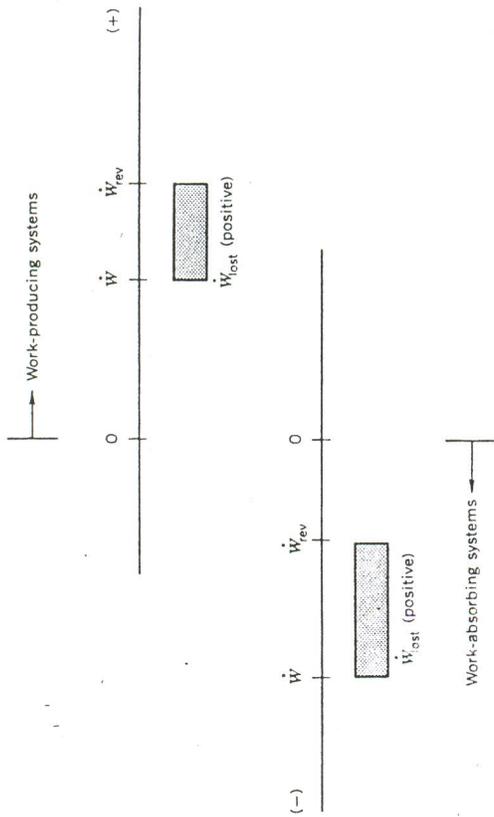


Figure 3.2 \dot{W} and \dot{W}_{rev} can be either positive or negative, whereas \dot{W}_{lost} can only have one sign.

where the atmospheric pressure reservoir P_0 exchanges work with the system (Fig. 3.1), the fraction of \dot{W} that is transferred to the atmosphere is $P_0 dV/dt$, while the remainder constitutes the rate of *available work*, \dot{E}_w ,

$$\begin{aligned} \dot{E}_w &= \dot{W} - P_0 \frac{dV}{dt} \\ &= -\frac{d}{dt} (E + P_0 V - T_0 S) + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i \\ &\quad + \sum_{in} \dot{m}_i (h^o - T_0 s) - \sum_{out} \dot{m}_i (h^o - T_0 s) - T_0 \dot{S}_{gen} \end{aligned} \quad (3.9)$$

In most of the flow systems that are of engineering interest, the atmospheric work $P_0 dV/dt$ is absent, and \dot{E}_w is simply equal to \dot{W} . [The \dot{E}_w notation was chosen in order to be consistent with the "exergy" nomenclature that has been developed for the right-hand terms of eq. (3.11); see p. 223.]

The work transfer rate to the atmosphere $P_0 dV/dt$ can be positive or negative, depending on whether the system expands or contracts while in contact with the P_0 reservoir. Consequently, the absolute value of \dot{W} is not necessarily greater than the absolute value of \dot{E}_w . A classical engineering system in which $|\dot{W}| < |\dot{E}_w|$ is Newcomen's atmospheric pumping engine, where the work-producing stroke occurs when the system shrinks under the "weight" of the atmosphere (Problem 2.12).

LOST AVAILABLE WORK (LOST EXERGY)

It is for the sake of conciseness that we begin by deriving the lost-work theorem in a general setting, rather than traveling again on the road from simple to complex as we did in the treatment of the second law (chapter 2). The physical meaning of the general results is illustrated in the latter parts of this chapter by focusing on simpler and more familiar classes of systems and processes.

Consider first the multiport system in Fig. 3.1. At a certain point in time, the system can be in thermal contact with any number of heat reservoirs of temperatures T_i ($i = 0, 1, 2, \dots, n$). We will soon see that a special role in the functioning of an engineering installation is played by the *atmosphere*, which in Fig. 3.1 is represented by the temperature and pressure reservoir (T_0, P_0). The work transfer rate \dot{W} represents any combination of possible modes of work transfer ($P dV/dt$, \dot{W}_{shear} , $\dot{W}_{\text{electrical}}$, $\dot{W}_{\text{magnetic}}$). One possible work transfer interaction of the $P dV/dt$ type is the work done against the atmosphere, while the atmosphere acts as a pressure reservoir, $P_0 dV/dt$: this possible mode is illustrated in Fig. 3.1 because it is essential to the discussion that concludes this section.

With reference to the open system defined in Fig. 3.1, the first law and the second law are written as

$$\frac{dE}{dt} = \sum_{i=0}^n \dot{Q}_i - \dot{W} + \sum_{\text{in}} \dot{m}h^{\circ} - \sum_{\text{out}} \dot{m}h^{\circ} \quad (3.1)$$

$$\dot{S}_{\text{gen}} = \frac{dS}{dt} - \sum_{i=0}^n \frac{\dot{Q}_i}{T_i} - \sum_{\text{in}} \dot{m}s + \sum_{\text{out}} \dot{m}s \geq 0 \quad (3.2)$$

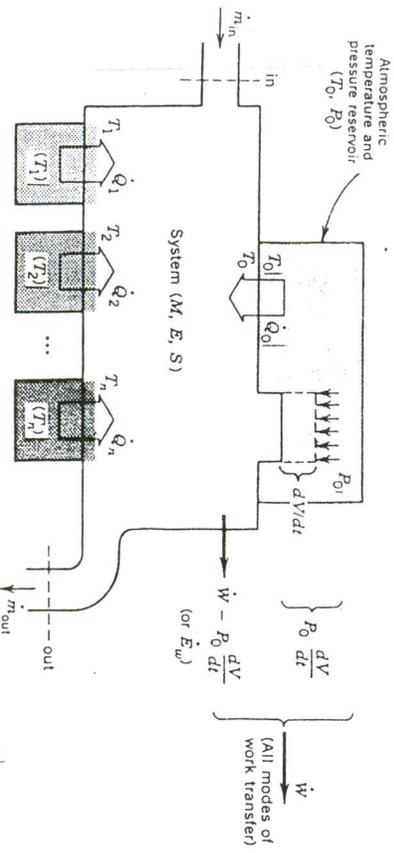


Figure 3.1 Open system in communication with the atmosphere and n additional heat reservoirs.

where the methalpy symbol h° is shorthand notation for the generalized enthalpy group $(h + V^2/2 + gz)$, eq. (1.23).

Next, we consider the possibility of changing the design (the internal functioning) of the system for the purpose of maximizing the work transfer rate \dot{W} . Of long-term engineering interest is the common characteristic of all the changes that consistently lead to increases in \dot{W} . We must recognize, however, that since the First Law of Thermodynamics is an equation, the wish to see changes in \dot{W} means to allow the variation of at least one other term in eq. (3.1). Let us assume that the heat transfer interaction with the atmosphere, \dot{Q}_0 , varies as \dot{W} is maximized. In other words, let us assume that all the other interactions that are specified around the system (heat transfer rates $\dot{Q}_1, \dots, \dot{Q}_n$, inflows and outflows of methalpy and entropy) are fixed by design, and that only \dot{Q}_0 "floats" in order to balance the changes in \dot{W} . The choice of \dot{Q}_0 as the interaction that floats in the wake of design changes is consistent with the role that is assigned traditionally to the rate of heat rejection to the atmosphere in design of power and refrigeration systems.

If we eliminate \dot{Q}_0 between the first law (3.1) and the entropy generation rate definition (3.2), we find that the work transfer rate \dot{W} depends explicitly on the degree of thermodynamic irreversibility of the system, \dot{S}_{gen} :

$$\dot{W} = -\frac{d}{dt} (E - T_0 S) + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \sum_{\text{in}} \dot{m}(h^{\circ} - T_0 s) - \sum_{\text{out}} \dot{m}(h^{\circ} - T_0 s) - T_0 \dot{S}_{\text{gen}} \quad (3.3)$$

Furthermore, since according to the second law (3.2), the entropy generation rate \dot{S}_{gen} cannot be negative, the first four terms on the right side of eq. (3.3) represent algebraically an upper bound for \dot{W} . This upper bound is reached when the system operates reversibly ($\dot{S}_{\text{gen}} = 0$). In this manner, we identify the first four terms on the right side of eq. (3.3) as the work transfer rate in the limit of reversible operation:

$$\dot{W}_{\text{rev}} = -\frac{d}{dt} (E - T_0 S) + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \sum_{\text{in}} \dot{m}(h^{\circ} - T_0 s) - \sum_{\text{out}} \dot{m}(h^{\circ} - T_0 s) \quad (3.4)$$

Equation (3.3) can be rewritten briefly as

$$\dot{W} = \dot{W}_{\text{rev}} - T_0 \dot{S}_{\text{gen}} \quad (3.5)$$

or, invoking the second law (3.2) one more time, as

$$\dot{W}_{\text{rev}} - \dot{W} = T_0 \dot{S}_{\text{gen}} \geq 0 \quad (3.6)$$

- (b) Determine the work transfer interaction experienced by the closed system represented by the air trapped in chamber A .
- (c) Determine the work transfer interaction experienced by the aggregate closed system represented by all the trapped air (chamber $A + B$).
- (d) Apply the second law to the process (1) \rightarrow (2) executed by the aggregate system ($A + B$), and determine whether the process is reversible.

14 The function of the cylinder and piston apparatus shown in the drawing is to lift a weight by using the compressed air stored in the reservoir of pressure P_R and atmospheric temperature T_0 . In the initial state the piston touches the bottom of the cylinder. Throughout the lifting process compressed air is being admitted into the cylinder through a valve. The function of the valve is to lower the pressure of the inflowing air from P_R to the pressure that is maintained in the cylinder by the load itself, P_L . The air that resides inside the cylinder is in thermal communication with the ambient and, as a result, its temperature is constant and equal to T_0 .

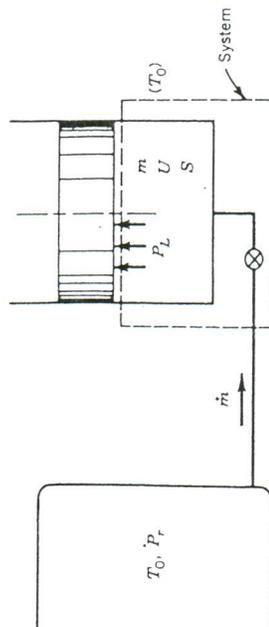


Figure P2.14

Consider the open system indicated by the dashed box in the figure. Calculate the entropy generated inside it during a finite-excision lifting process. Calculate also the total heat transfer interaction (Q_0) between this system and the ambient reservoir (T_0).

The Two Laws Combined: The Destruction of Exergy

In this chapter, we focus on the most essential engineering implication of the thermodynamics laws discussed until now, namely, the close relationship that exists between irreversibility (entropy generation) and the one-way destruction of available work. This relationship is essential because the field of engineering thermodynamics is the result of our interest in "work" as a commodity, for example, in extracting work from various sources and in accomplishing the most with the work that is already in our possession. Beginning with this chapter, we will see that the many efficiency-maximization rules learned in the study of various devices and processes are nothing more than special manifestations of one general theorem. The lasting message of this theorem is that in the field of energy engineering, the losses can be measured in units of entropy generation as currency.

There are additional reasons for highlighting the lost-work theorem in an advanced course. At the practical level, the relationship between entropy generation and lost available work is an ideal instrument with which to correlate the seemingly unrelated engineering applications of thermodynamics. Furthermore, this relationship bridges the gap between the problems encountered by the student in the classroom and the real problems faced by the engineer in practice. At a theoretical level, the concept of destroyed available work reminds all of us that the two laws function simultaneously, in spite of the problem-solving tradition that invites us to ignore the second law. The concepts that form the subject of this chapter have their origin in the *simultaneous* invocation of the first law and the second law. This important feature tends to be obscured by the label "second-law analysis" that is often placed on the evaluation of lost available work, and on the minimization of entropy generation. Understood in the intended sense, however, the term "second-law analysis" is quite effective in reminding the analyst that his work is incomplete unless the second law is also a part of the analysis.

Advanced Engineering Thermodynamics

Adrian Bejan

*Department of Mechanical Engineering
and Materials Science
Duke University
Durham, North Carolina*

www.ttnar.ir



WILEY

A WILEY-INTERSCIENCE PUBLICATION

JOHN WILEY & SONS

New York · Chichester · Brisbane · Toronto · Singapore