

بسمه تعالی



نام جزوه: ترمودینامیک 1

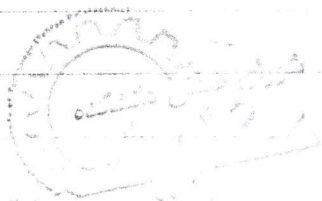
نام استاد: دکتر صفار اول

دانشگاه: صنعتی امیرکبیر

ترمودینامیک ۱

1

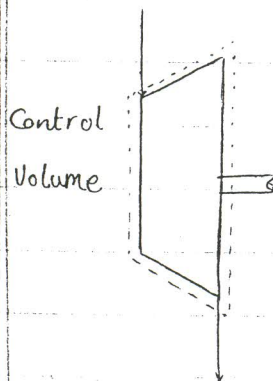
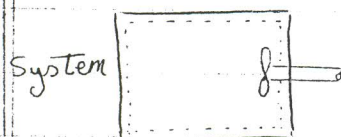
جلسه اول



دانشگاه تهران، دانشکده مهندسی، مؤسسه علم و فناوری

www.ttnar.ir

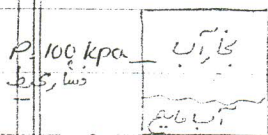
جلسه دوم



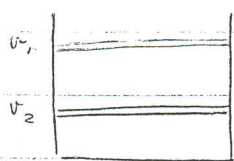
دشوخت ترمودینامیکی : دشوخت ترمودینامیکی ماده یا مشخص بودن تعدادی از خواص ترمودینامیکی آن مشخص می شود.
خواص ترمودینامیکی : هر کمیتی که نوشتار برپا داشته باشد خاصیت ترمودینامیکی محسوب نمی شود :
1. در ترمودینامیک مورد استفاده باشد.

2. دینامیک کامل باشد (وابسته به مسیر باشد)
(تغییر آن بین دو نقطه فقط وابسته به نقاط ابتدا و انتها باشد)

P, T, v خواص ترمودینامیکی

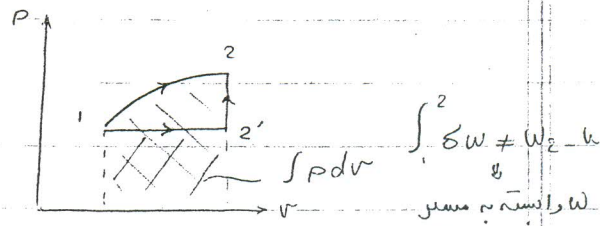


برای این ظرف داشتن فشار ثابت است و به دافعی از نیست (چون مشخص است) ولی برای مشخص کردن (تین state آن به حجم آب هم نیاز است.



$$\int_1^2 dv = v_2 - v_1$$

مسیر از مسیر



2

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

$$W = \int P dv$$

ترمودینامیک کلاسیک (classical Thermodynamics)

1. ایده آل آن ترمودینامیک است.

2. تعادل ترمودینامیکی جزء پیش شرط های آن است.

تعادل ترمودینامیکی :

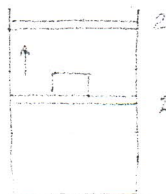
1. تعادل حرارتی : در آن قسمت های سیستم دما یکسان است یعنی اختلاف دما در سیستم وجود ندارد.
2. تعادل مکانیکی : در آن قسمت های سیستم فشار یکسان است.
3. تعادل شیمیایی : عموماً هیچ تغییری برای انتقال جرم در فاصله درون ظرف وجود ندارد.

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

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_{P, V}$$

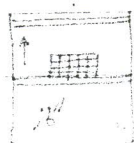
فرایند :

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

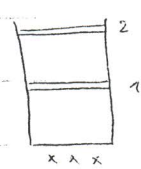


فرایند ایده آل :

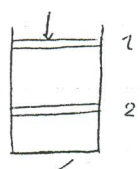
فرایند ایده آل در حقیقت برای درک حاصله بین فرایند ایده آل و واقعی، تعریف می شود.



مانند فرایند شبه تعادلی (ایده آل) می توان فشار را (نقاط بین 1, 2 را بدست آورد در
quasi equilibrium

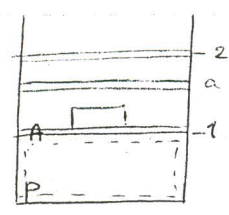


انساط
expansion



تراکم
compression

کار: اگر نیروی در راستای تغییر مکان دارد مقدار کار میسر میسر کار خواهم داشت
$$W_{12} = \int_1^2 F \cdot dn$$



در حالتی که وزن را بر نداشته ام $F = PA$

در حالت ۱ (فشار و دما) می توان
رابطه با دما و دما را در حالت ۱ و ۲
وجود ندارد (فشار و دما ثابت است)

اگر فشار و دما را در حالت ۱ و ۲ داشته باشیم و اگر دما را در حالت ۱ و ۲ داشته باشیم
اگر دما را در حالت ۱ و ۲ داشته باشیم و اگر دما را در حالت ۱ و ۲ داشته باشیم

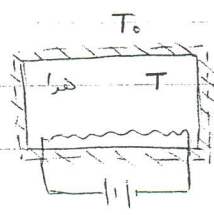
$$W_{12} = \int_1^2 PA \frac{dV}{A}$$

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

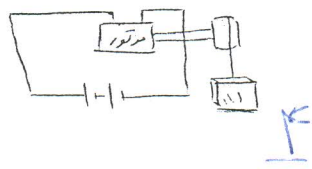
- ۳. سیستم داشته باشیم (نه حجم کنترل)
- ۴. فرآیند حرکت کند

تبادل کار:

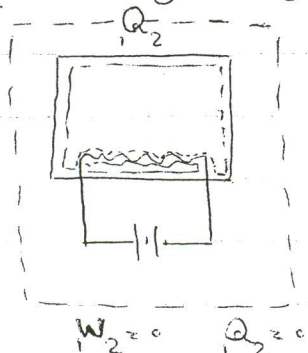
- ۱. هرگاه فرآیند حرکت کند، تبادل کار خواهم داشت
- ۲. هرگاه تبادل انرژی صورت بگیرد (بین سیستم و محیط) و دما را در حالت ۱ و ۲ داشته باشیم
- ۳. کار خواهم داشت



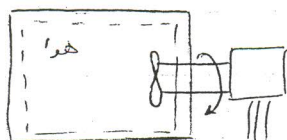
(اگر تبادل انرژی به علت اختلاف دما میسر باشد، انتقال حرارت خواهم داشت)



این تبادل انرژی که است زیرا که مدار را با یک موتور دیوایس میزنیم باعث بالا رفتن دما می شود ولی آنکه سیستم را به همدست زیر در نظر بگیریم این تبادل انرژی، انتقال حرارت خواهد بود

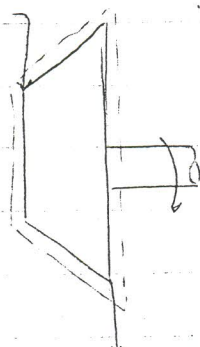


در این سیستم هیچ تبادل انرژی وجود ندارد.



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

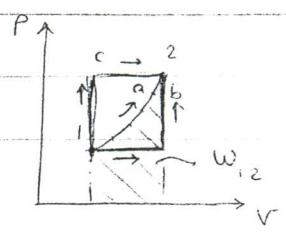
آنکه یک شافت دارد سلول سیستم را قطع کند، تبادل کار خواهیم داشت. آنکه یک مدار الکتریکی سلول سیستم را قطع کند، تبادل کار خواهیم داشت.



تبادل کار داریم

حجم فشرده

4



indicator diagram

- 1. فرایند دایره‌ای متغیر است زیرا با خط پر مشخص شده است.
 - 2. عدد سیستم تغییر کرده (تغییر حجم داریم)
 - 3. سیستم داریم و ۱۴ شکل داریم پس کار از رابطه $\int P dv$ بدست می‌آید.
- تبادل کار، دایره به مسیر است پس جهت ترمودینامیک است

اگر سیستم بر روی خط کارایم دهر $w_{12} > 0$

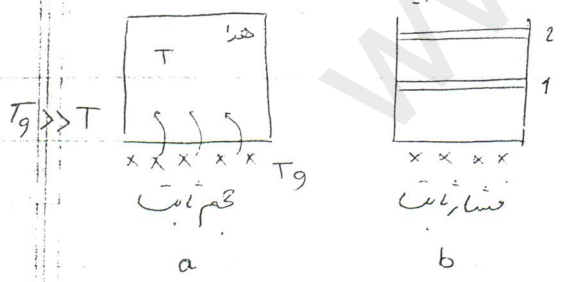
w_{12} J, kJ, Btu, lbf-ft
British thermal unit

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

انتقال حرارت:

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

انتقال حرارت بهتر است.



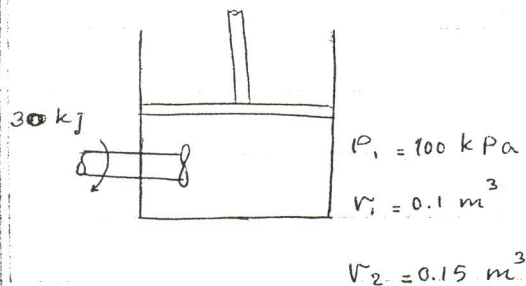
اختلاف دما بین محیط و سیستم در فرایند b بیشتر است از فرایند a پس b حرارت بیشتری خواهد کرد. Q_2 دایره به مسیر است.

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

$$Q_2 (J, kJ) Btu$$
$$\dot{Q}_2 Watt, \frac{Btu}{s}, \frac{Btu}{h}$$

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

مثال:



300 kg 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.

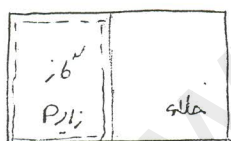
$$W_{12} = ?$$

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

$$(W_{12})' = \int_1^2 p dV$$

$$= p(V_2 - V_1) = 100(0.15 - 0.1) = 5 \text{ kJ}$$

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



عنا که به بیرون می شود.

$$W_{12} = 0$$

چون سیدک عکس القیاس در برابر کار وجود ندارد (بزرگ معادله = 0) عکس کار
صفر است.

5

حالت گاز

Equation of state

معادله حالت

$PV = RT$

معادله حالت گاز ایده آل

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

specific volume

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

گرم وزن

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

Pound mass

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

$1bm = 453 gr$

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

گرم مولی

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

$= 1544 \frac{lb \cdot ft}{mol \cdot R}$

gas universal Constant

$T^k = t^c + 273.15$

$T^R = t^f + 460$

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

این \bar{R} برای گازها به کار می آید

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

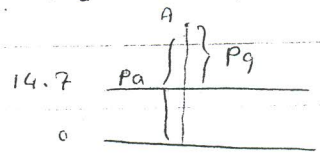
$$P = \rho R T$$

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

مطلق

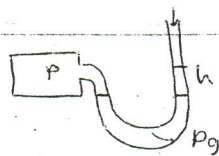
- اگر فشار نسبت به فشار اتمسفریک (Pa) باشد
- اگر فشار نسبت به فشار مطلق (Pg) باشد

$100 kPa = 14.7 psia$



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

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



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

$$P_g = -P_a + 14.7$$

$$P_a = 14.7 - P_g$$

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

$$29.92 \text{ inch Hg}, 14.7 \text{ psi}, 76 \text{ cm Hg}, 100 \text{ kPa}$$

حجم هوای موجود در اتاق به حجم $V = 1500 \text{ ft}^3$ و فشار $P = 14.7 \text{ psia}$ و $T = 85^\circ \text{F}$

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

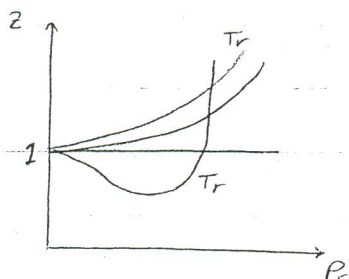
$$R = \frac{\bar{R}}{M}$$

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

$$PV = ZRT$$

ideal gas : $Z = 1$

چارت عمومی‌شده Generalized chart



$$P_r = \frac{P}{P_{c.p.}} \quad T_r = \frac{T}{T_{c.p.}}$$

نسبت فشار به فشار بحرانی
نسبت دما به دما بحرانی
(برای دمای بحرانی)

اگر اطمینان به ایده آل بودن گاز نداشته باشیم باید Z را محاسبه کنیم
برای این کار با 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 مقدار Z و P_r مقدار Z را بدست می آوریم

جداول ترمودینامیکی
در یک یاقین خواصی ترمودینامیکی گازهای غیر ایده آل،
ماند خالص ماده ای است که تغییر فرمول شیمیایی در سیستم دیا را حلی حجم کنترل ندارد.

چون علفت مولکول O_2 در هوای فایع بین N_2 و H_2O (هوا) کمتر از N_2 است، در حالیکه
هوا سرد شده و فایع آن فایع شده، مانده خالص نداریم.
یا اگر مخلوطی از آب و الکل را اگر در ظرفی بسته ای گرم کنیم، مانده خالص نداریم.

①

$H_2O, liquid$

$x x x x x$

②

$x x x x x$

③

$x x x x x$

④

$x x x x x$

⑤

$x x x x x$

⑥

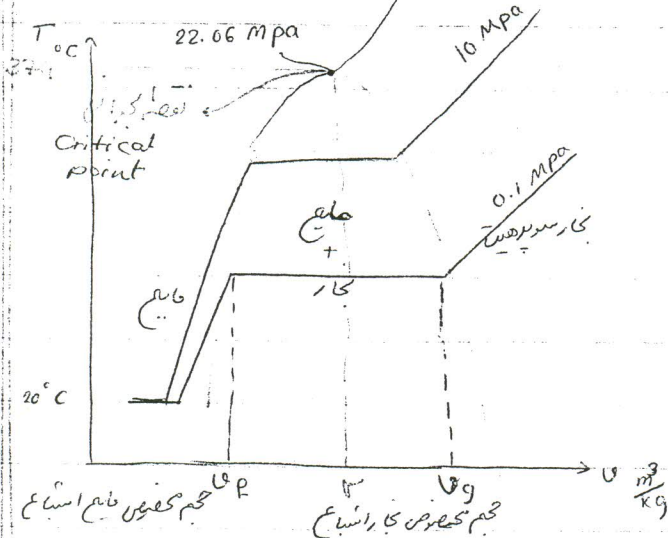
$x x x x x$

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

مایع که در استانه
اولین ذره بخار را کرده

super heated
vapor

در ناحیه اشباع، در خاصیت وابسته است ولی در خارج از نواحیه این ترتیب مستقل هستند



در نمودار، در حقیقت دو منحنی هستند

در فشارهای کمتر از فشار بحرانی، در دو فاز بخار و مایع قابل تمایز است ولی در فشارهای بیشتر از فشار بحرانی تغییر فاز قابل تشخیص نیست و به طور قراردادی خواهیم داشت:

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

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

در فشارهای بالا تر از فشار بحرانی، فاز کاملاً شبیه فاز مایع است و نام گذاری مایع و گاز به هم می خورد. (تفاوت ظاهری بین مایع و بخار ندارد)

$$V = V_f + V_g$$

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

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

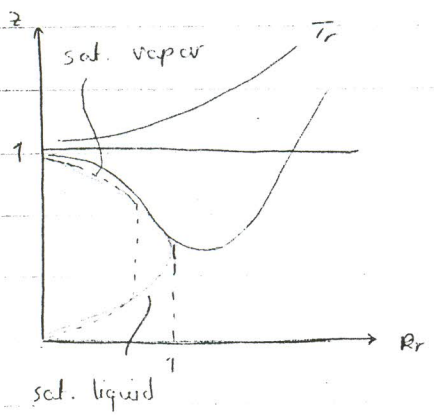
$$v = (1-x) v_f + x v_g$$

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

حسین فاضل خالص 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 فایده مرحله ی 4 چون P و T وابسته است یک خاصیت مشخص می شود و نیاز به یک خاصیت دیگر است

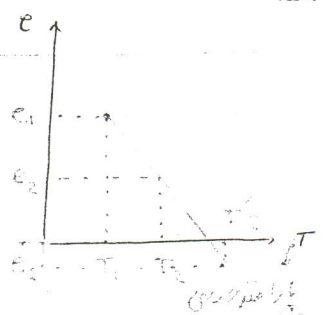
7

جلسه پنجم

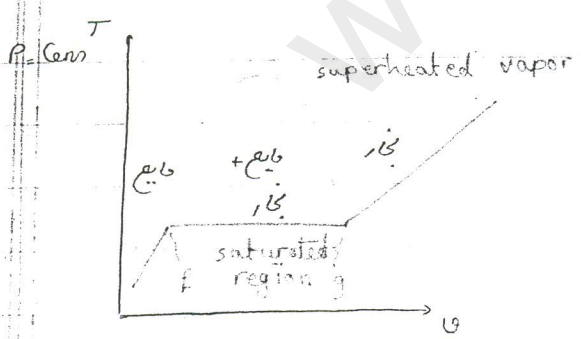


در حالت اشباع T و P اولیه داشته است پس نمودار آن به صورت یک خط عمود است.

با داشتن T و P می توان با دست آوردن z از روی نمودار، v را محاسبه کرد.
در اکثر P و T را داشته باشیم باید از روش آنرول و خط استقامت کنیم. یعنی برای یک P یک T در نقطه می گیریم و از روی نمودار $zRT = PV$ ، حجم مخصوص آن را به خط به دست می آوریم و با v مقایسه می کنیم و نموداری نسبت به نمودار زیر رسم می کنیم.
$$e = v_{new} - v$$

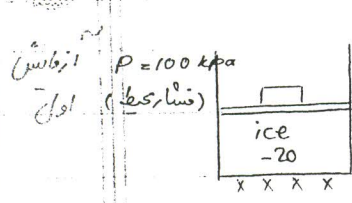


جدول ترموفیزیکی
داده های ترمال فزها

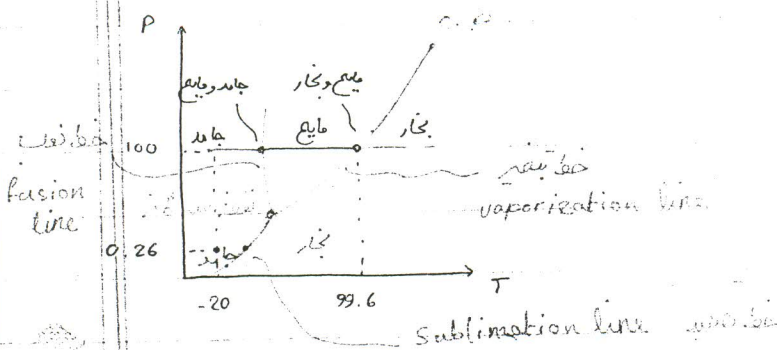


حجم مخصوص مخلوط

$$v = v_f + x(v_g - v_f)$$
$$x = \frac{mv}{mf}$$



با دادن حرارت به ظرف روپرو دمای بخار می‌ماند و در آن زمان که اولین ذره بخار
آب تبدیل شود (حالت اشباع) سپس مخلوط اشباع جامد و مایع جدا هم دارند و
پس از آن زمانی که آخرین ذره جامد به مایع تبدیل می‌شود مایع اشباع داریم

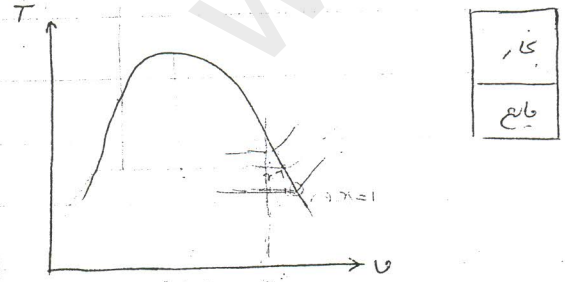


در این فشار (0.26) جامد اشباع مستقیماً وارد فاز بخار می‌شود.
دمای اشباع در این فشار تقریباً هم‌زمان است.

در این حالت دمای 0.01°C و فشار 0.611 kPa هر سه فاز بخار، مایع و جامد
را می‌بینیم. (نقطه سه گانه یا Triple point)
(برای آب)

حد ادا اشباع از نقطه سه گانه شروع می‌شود و به نقطه اشباع ختم می‌شود.
در این نمودار P-T برای آب و یخ

در ظرفی شرایط روپرو اند حجم مشخص از حجم مشخص نقطه بحرانی تغییرات دما و در آن حرارت به ظرف
می‌دهیم مایع می‌ماند و در آن زمان که اولین ذره بخار می‌شود



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

اند انتقال حرارت ادامه پیدا کند، بعد از تبدیل ماده داخل ظرف به مایع
اشباع، حاصل compressed liquid می‌شود!

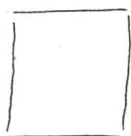
8

جلسه ششم

برای اینکه بفهمیم 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: γ تمام گازها در فشار کم رفتاری مشابه گاز ایده آل دارند.
اگر دمای 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



$$m = 0.10 \text{ kg}$$

H_2O

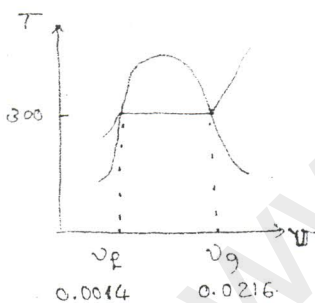
$$V = 0.2 \text{ m}^3$$

$$T = 300^\circ \text{C}$$

خاصیت و سایر خواص را بدست می آوریم

مثال اهید: حجم مایع و بخار درون ظرف را

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



چون دمای نقطه بحرانی آب 374.1 است پس آب در این شرایط

ایده آل نیست.

در خاصیت اشباع هستیم $v_f < v < v_g$

در این خاصیت P و T وابسته اند

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

خاصیتی مستقلی که در این خاصیت مطرح است کیفیت است.

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

$$x = 0.92$$

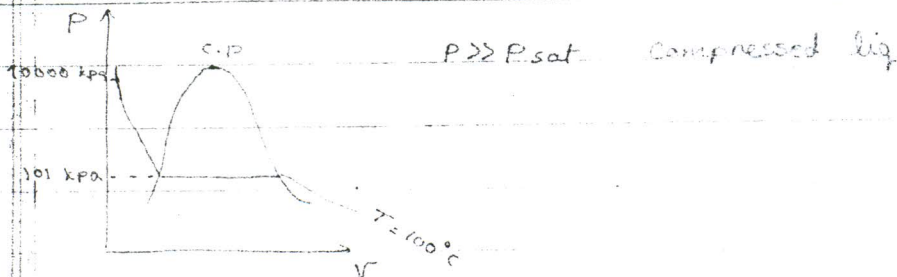
$$m_v = x m = 0.92 \times 10 = 9.2 \text{ kg Vapor}$$

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

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

$$V_v = m_v \times v_g =$$

9



تایید liq & subcooled liq در صورت

یک تغییر از نقطه بر اساس اینکه ابتدا از کدام نمودار استفاده کنیم.

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

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

به همین دلیل برای یافتن P باید از جدول T (آب اشباع) استفاده کرد نه از P چون خط را نمی شود

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

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

$P \gg P_{sat}$

مایع متراکم

چون برای $P = 300 \text{ kPa}$ در جدول مایع متراکم مقادیر درج شده می توان خوانی مایع اشباع را در

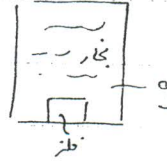
همان دما خواند و به عنوان حجم مخصوص در این دما و فشار نوشت.

v_i - saturated solid

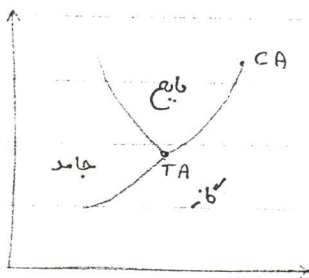
$$v_{ig} = v_g - v_i$$

$$v = v_0 + \alpha v_{ig}$$

$$u = \frac{\text{جرم بار}}{\text{جرم کل}}$$



فقط در حصه اسراع تعادل حاصل می‌گردد و در حصه دیگر در تعادل حاصل نمی‌گردد.


$$P, V, T, \kappa$$

خواص تدویرات فیلس برای مبحث اشباع :

(این نامه به آقای آیت الله العظمی داماد)

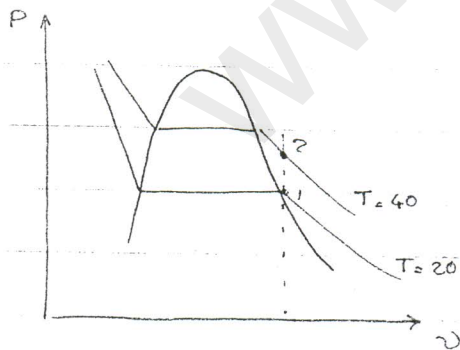
$$u_1 \sim$$

جہاں ترمذیائے مجلس حاصل کیے اور افغانی و عباسی است

(رابط خاص که در ناحیه های میانی و میانی، قرار دارد)

بخش آب، آلودگی، نیتروژن و فسفر که همگی آن‌ها بدست آمده، خود را می‌تواند از راه‌های
حکومت یافته بدست می‌آید.

مثال: آمربیاں، رومی 20°C سے (کی راسیاء) سردیاں، انقدر، حرارت کو رهم 40°C سے سرد.



* در تعدادی از موارد، کافی است ۲ خاصیت

منه انهم را داشته باشم.

* برای حل هر مسئله باید یک دایره ارم رسم کرد.

برای این مسئله، تعداد $P-1$

• حیات

با بدست آوردن کم محض و دانستن $T = 40$ (نمایه بخار سردی) می توان P_2 بدست آورد.

لر: $T = 20^\circ$ و انکه ماده بخار، اسباع

$$P = 800 \text{ kPa}$$
$$P = 1000 \text{ kPa}$$

اسات (م معلم)

$$T = 40^{\circ} \text{C} \quad \frac{\gamma}{0.1772}$$
$$\begin{array}{r} 2 \\ 0.1386 \end{array}$$

10

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

گاز پتان بارگس $T = 150^\circ \text{C}$ است $P = 7 \text{ MPa}$ حالت هم، ایدیت و غیر
چون جدول آن در کتاب نیست از معادله $PV = ZRT$ استفاده کنیم.

$$P_r = \frac{P}{P_{c,P}}$$

$$T_r = \frac{T}{T_{c,P}}$$

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

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

تقریباً
 $\Rightarrow Z = 0.54$

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

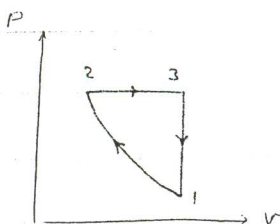
$$v = \frac{ZRT}{P} = 0.000616 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$$

11

جلسه هفتم

قانون اول

حرفه‌ای ترمودینامیک :



تغییران انرژی ماده در یک حرفه چرخشی

$$\Delta E = E_2 - E_1$$

انرژی محاسبه می‌شود :

انتقال حرارت : تبادل انرژی که بخاطر اختلاف دما صورت می‌گیرد.

تبادل کار : تغییر انرژی سیستم ،

معادله انتقال حرارت سیستم در یک حرفه

$$\oint \delta Q = \oint \delta W \quad \text{در یک حرفه}$$

سیستم انکسیر

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

SI

$$J = 1$$

فرایند :

هدف ما این قانون اول برای فرایند هاست که ابتدا با حرفه شروع کنیم (برای فرایند می‌توانیم در نظر بگیریم)



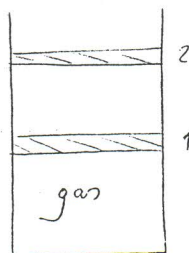
$$\int_{1A}^{2A} \delta Q + \int_{2B}^{1B} \delta Q = \int_{1A}^{2A} \delta W + \int_{2B}^{1B} \delta W$$

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

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

پس $\delta Q - \delta W$ یک خاصیت ترمودینامیک است که آن را تغییرات انرژی سیستم نام نه‌اری می‌کنیم

E اندازی سیستم


$$Q_2 - W_2 = E_2 - E_1 = U_2 - U_1 + \Delta KE + \Delta PE$$
$$\delta W = -F dx$$

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

$$mv dv = dK E$$

$$kE_2 - kE_1 = \frac{1}{2} m (v_2^2 - v_1^2)$$

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

۱- قسم تقیر، ارتفاع دهد :

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

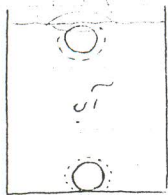
$$Q_2 - W_2 = U_2 - U_1 + \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} + mg(z_2 - z_1) \quad \text{حالت طی}$$

خلا در حالتی که سیستم شامل یک گاز با فشار بالا داشته باشیم که سیستم آن توسط دویزه که داشته شده باز گذاشتن سیستم ، بالا خواهد رفت با فشار درون آن با فشار هوا برابر شود . هوا هم داشت :

چون سرعت در حالت 2،

میرزا محمد حسین خان یزدانی
تقدیر انور علی خان یزدانی

انرژی جنبشی و پتانسیل از دیدگاه دینامیک و مابقی به محورهاهای شتابان استاتیکی برمیگردد.



حداکثر ظرفیت ظرف را حجم کنترل می‌گیریم. دینامیکی که به سمت بالا حرکت می‌کند. فشار کم می‌شود پس تغییر در دما هم داریم و انتقال حرارت داریم. حجم ثابت زیرا می‌شود پس تغییر دما داریم و دما 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 2 حرکتی است نه محاسبه سطح می‌رسد سه بخش هنوز هم حرکت (عمل انرژی)

آنچه کل ظرف را حجم کنترل می‌گیریم (چون ثابت پس از رسیدن به سطح آب می‌تواند و گاز آن خارج می‌شود یعنی هم از مرکز سیستم عبور کرده، هم توان سیستم گرفت) $W = 0$ و $Q = 0$

$$U \text{ kJ, Btu}$$

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

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

خواص مثل انرژی داخلی از روی روابطی که خواص قابل اندازه‌گیری (مثل T و P) را به خواص غیر قابل اندازه‌گیری مربوط می‌کند، بدست می‌آید.

جداول ترمودینامیکس، یک تقهه‌ها برای u در تقهه‌های گوناگون آب، دماهای 0.01 سانتیگراد گرفته شده (در این $u_f = 0$) $u =$ مقادیر انرژی داخلی، نسبتی است ولی تغییرات انرژی داخلی مقادیر واقعی است.

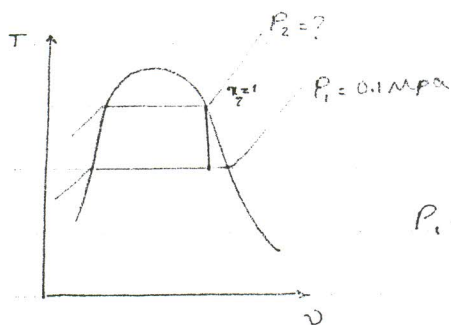
موتور steam و vapor : steam بجای است که می‌تواند نظرات تابع داشته باشد. آندهای گاز، دی‌اکسید، بیشتر از دمای بخار می‌شود ولی کار نداریم بلکه گاز داریم. (موتور Vapor و gas) آندهای steam داشته باشند یعنی حالتی که استیج است و تابع دیگر داریم.

تجزیه داری مایع با حجم 0.05 m^3 و در دما $P = 0.1 \text{ MPa}$ است. حجم کمتر 5 m^3 است. مقدار Q_2 را طوری بدست آورید (تشریحی در بطنی که در حالت هم مقدار sat vapor داشته باشیم؟

$$V_v = 4.95$$

$$W_2 = 0 \quad SFE = 0 \quad \Sigma KE = 0$$

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



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

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

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

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

$$u_1 = u_f + x u_{fg} \Rightarrow u_1 = m v$$

$$m = m_f + m_v$$

$$x_2 = 1$$

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

$$\Rightarrow Q_2 \checkmark$$

تغایر خاصیت‌ها که از خواص ترمودینامیکی هستند که بعد از در دست گرفتن این‌ها می‌توانیم به دست آوریم.

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

برای خواص ترمودینامیکی، خواص additive هستند یعنی خاصیت برای مخلوط (مثل) برابر با مجموع آن خاصیت برای تک تک اجزا است.

نمونه دیگر:

$C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p$ specific heat at constant pressure. C_p

درجه انباشت 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، دمای 375°C و فشار 0.5 mpa در دست آوریم.

| | 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 ... برای مایه تغییراتی ندارد و به عنوان (در دست گرفتن) در حجم کنترل (بسته) ندارد.

نمونه دیگر مایعات و جامدات:

$$h = u + p v$$

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

برای مایعات و جامدات $v = \frac{1}{\rho}$

ما را نمی‌توانیم فشرده کنیم \rightarrow incompressible

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

$$\Rightarrow C_p = C_v = C$$

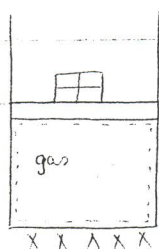
برای مایعات و جامدات بسیار معتدل است

قانون اول ترمودینامیک

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

$$\left\{ \frac{Q}{m} \right\}_{1/2} - \left\{ \frac{W}{m} \right\}_{1/2} = \left\{ \frac{u_2}{m} - \frac{u_1}{m} \right\} + \frac{1}{2} v_2^2 - \frac{1}{2} v_1^2 + g(z_2 - z_1)$$

فرایند انبساط فشار ثابت



$$\frac{Q}{2} - \frac{W}{2} = u_2 - u_1$$

$$W_{1/2} = \int_1^2 p dV$$

$$W_{1/2} = p \Delta V$$

$p = \text{const}$

برای اینکه فرایند شبه تعادلی باشد، باید اختلاف دما بین سیستم و محیط آنقدر کم باشد که بتوان شدت شعله را کم کرد.

$$\Rightarrow Q_2 = (u_2 + p_2 v_2) - (u_1 + p_1 v_1)$$

$$\text{enthalpy } h = u + p v \quad (\text{kJ} \text{ یا } \text{Btu})$$

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

خاصیت ترمودینامیک :

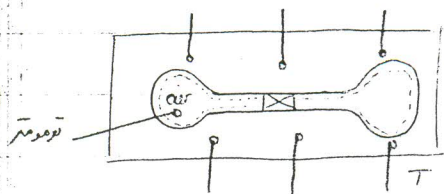
1. انترالپی کل
2. کاربرد ویژه در ترمودینامیک

1. فرایند حرارت دار در فشار ثابت

$$Q_2 = H_2 - H_1$$

2. شبه تعادلی

استفاده از این رابطه ها در قانون اول ترمودینامیک در فرایندهای حجم کنترل است.



ابتدا هوا را با یک سیال در یک محفظه قرار دادیم.
و آن را در یک ظرف بزرگ قرار دادیم تا دمای هوای درون
مجموعه ثابت شود (هم دمای آن درون محفظه)

$$T_2 = T_1 = T$$

$$P_2 < P_1$$

مثلاً اگر حجم دو محفظه برابر باشد

فشار یکسانی را خواهیم داشت

سیال هم را با یک سیال

هوا را با یک سیال در یک محفظه قرار دادیم

این فرآیند یک فرآیند ایزو ترمپ است

در طی این فرآیند دما (انرژی ترمویک) ثابت ماند

چون ترمویکها اختلاف دما را بین دو حالت از دست می‌دهند
پس $u_2 = u_1$ (ترمویکها در یک محفظه هستند و آنرا می‌توانیم
چون یک دما را می‌توانیم در یک سیال هم داشته باشیم (تأثیر دما را می‌توانیم
روی آن کار کنیم) $w_2 = 0$

$$\Rightarrow U = \text{const} \quad U_2 = U_1$$

$$\text{برای هر دما} \quad u = u(T, v)$$

$$\frac{\partial u}{\partial v} = T$$

دما برای هر دما در حالت ثابت. انرژی درونی فقط تابعی از دما است

$$\text{ideal gas} \Rightarrow u = u(T)$$

$$C_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \Rightarrow C_{v,e} = \frac{du}{dT}$$

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

$$h = u + Pv$$

$$u = u(T)$$

$$Pv = RT$$

$$\int \Rightarrow h = h(T) \Rightarrow C_{p,e} = \frac{dh}{dT} \Rightarrow dh = C_p dT$$

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

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

گازهای ویژه در فشار ثابت و حجم ثابت، تابعی از دما هستند چون حامل جنبش توانایی درجهت دما هستند.

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

آنکه C_p و C_v ثابت باشند 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 (چه ثابت باشند و چه تابعی از دما) 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 نسبت به گازهای سه اتمی کم تر است.

اتمهای گازهای تک اتمی دارای انرژی جنبشی (سرعت بسیار زیاد) هستند نه به آن translational E.

گویند. این انرژی فقط تابعی از دما است $E = \frac{1}{2} m v^2$ باعث می شود در دماهای بالا C_p تابعی از دما شود که در دماهای پایین نه. قسمتی از انرژی در گازهای تک اتمی با 4 جبهه ای الکترون های آن ها در دماهای مختلف ذخیره می 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

مثلاً بدون واحد است چون حجم مولکولی به صورت

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

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

(مثلاً هوا حجم مولکولی اش $29 kg$ است یعنی 29

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

15

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

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

$$T_2 = ?$$

عسل پاره می شود و حجم گاز را از دست می دهد

مقدور آن محاسبه می شود و ثابت است

میرانید و در دمای بسیار کم می رسد و در نهایت انتقال

حرارت می دهد (با اینکه دما از طرف عسل است)

میرانید و در نهایت است (1)

$$Q =$$

$$Q =$$

$$Q =$$

$$ideal gas (n = 1.5)$$

$$Q =$$

پس از انسداد ، ظرف با محیط به تعادل در می آید

$$Q_{2,1} =$$

$$T_2 = 10^\circ$$

$$Q_{2,1} = ?$$

$$Q_{2,1}$$

$$= U_2 - U_1 = m C_v (T_2 - T_1) = m C_v (T_2 - 100)$$

حلیم یازدغم

1) u, h از اینها

برای هر ماده‌ای که وابسته به دما و فشار است می‌توان از این رابطه‌ها استفاده کرد.

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

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

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

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

3) $T \rightarrow u, h$ $A_8 \begin{cases} N_2 \\ O_2 \\ CO_2 \\ H_2O \end{cases}$ (در دماهای زیاد که گاز ایده‌آل است)

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

$$h_2 = h_{T_2}$$

4) T_1, T_2

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

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

$$\Delta h = \Delta h$$

$$\Delta h = C_{p_a} (T_2 - T_1) \sim \Delta h \text{ دقیق به نسبت می‌آید}$$

5) Δh T_1, T_2

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

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

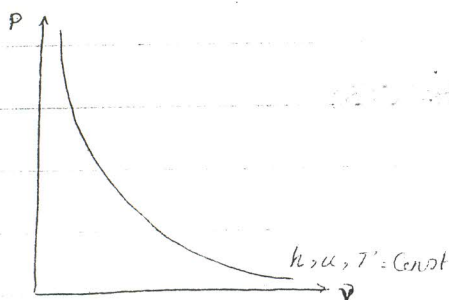
$$\Delta h = C_{p_{av}} (T_2 - T_1)$$

آنکه برای دماهای متوسط وجود نداشته باشد و T_1, T_2 اختلاف

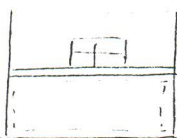
زیادی داشته باشد (C_p و C_v ثابت نباشد) می‌توان

را به دست آورد و از روی نمودار C_p را پیدا کرد.

16



2)



$$P_2 = 1 \text{ MPa}$$

$$T_2 = 150^\circ \text{C}$$

مثال: در نه برسی را به صورت یک کارگاه برای سلیقه قرار می دهیم
 $W_2 = 20 \text{ kJ}$

چون فرایند شبه تعادلی نیست برای محاسبه $\int p.dv$ نمی توان
 از $\int p.dv$ استفاده کرد.

1)



$$P_1 = 150 \text{ kPa}$$

$$V_1 = 0.1 \text{ m}^3$$

$$T_1 = 25^\circ \text{C}$$

$$Q_2 = ?$$

داین اختلاف (محرمات برای کارهای دینامیک مثل هوا)

می توان C_v را تقریباً ثابت گرفت.

$$Q_2 - W_2 = U_2 - U_1$$

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

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

$$Q_2 = \int_{T_1}^{T_2} C_v dT + W_2$$

$$= m C_v (T_2 - T_1) + W_2$$

پس از جدول برای کار تغییر دهن نسبت های درم.

(جدول A-5)

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

برای محاسبه C_v می توان T_{avg} را محاسبه کرد

و آنرا در رابطه C_p از جدول A-6

قرار داد و بعد C_v 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

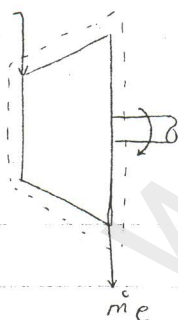
$$\dot{Q}_2 - \dot{W}_2 = \frac{dU}{dt} + \frac{dKE}{dt} + \frac{dPE}{dt}$$

$$\left\{ \frac{kJ}{s} \right\} \quad \left\{ kW \right\}$$

$$\frac{Btu}{s}$$

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

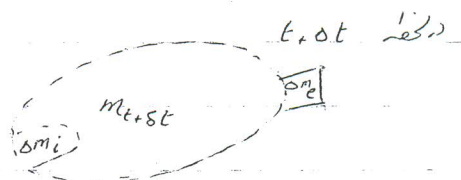
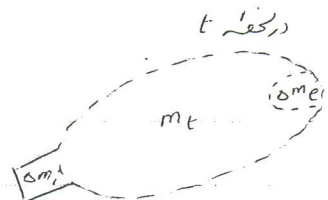
$$\left(\frac{kg}{s} \right), \dot{m}_i$$



تکمّل کنترل :

چون تبادل جرم داریم پس باید حجم کنترل را دربرگیریم

$$\dot{m}_i - \dot{m}_e = \frac{dm_{CV}}{dt} \quad \text{تغییرات جرم داخل حجم کنترل به زمان}$$



تکمّل کنترل (چون جرم به اندازه δm_i)

قله ورود و جرم به اندازه δm_e قله

خارج دارد ()

طراحی جدیدی است که می‌کنیم

جرم داخل حجم کنترل به امانه جرم ورودی (در لحظه t) یا به امانه جرم خروجی (در لحظه $t + \delta t$)
در این حالت یک سیستم داریم (چون تغییر جرم 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 معادله جرم برای حجم کنترل می‌خواهیم $G =$
زمانی که δt به سمت صفر میل کند، بقای جرم بر روی حجم کنترل برقرار است

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

$$\frac{dm_e}{dt} = \dot{m}_e \quad \text{در جرم}$$

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

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

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

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

اگر سرعت زاویه‌ای یا جری در یک نقطه تغییر داشته باشیم ، سیستم نوسان یا steady است و
در هنگام راه اندازی یا خاموش کردن دستگاه unsteady است

یا در یک لحظه به هوای داخل آن کلیه جرم‌ها یک حجم کنترل unsteady است



$$t_1 - m_1$$

$$t_2 - m_2$$

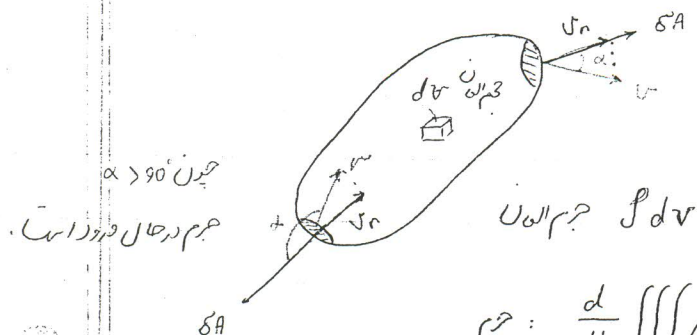
$$\frac{dm_{c.v}}{dt} = -\dot{m}_e$$

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

$$m_2 - m_1 = -m_e$$

steady flow جریان دائم (پایدار)

وقتی که سیستم steady است، باید هیچی از پارامترهای آن به زمان وابسته نباشد.



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

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

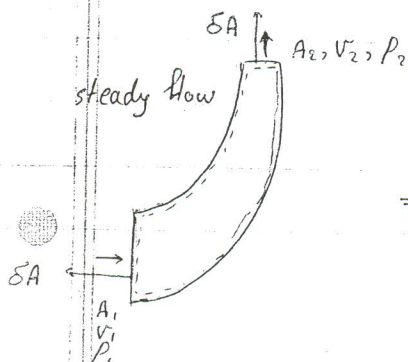
$$\dot{m} = \rho \vec{v} \cdot \delta \vec{A}$$

$$\sum \dot{m}_e - \sum \dot{m}_i = \int \rho \vec{v} \cdot d\vec{A} = \int \rho v_n dA$$

موازنه جرم بر حسب حلر و هيات جريان

$$\frac{d}{dt} \int \rho dV + \int \rho \vec{v} \cdot d\vec{A} = 0$$

$$\left. \begin{array}{l} v = \text{const} \\ \rho = \text{const} \end{array} \right\} \text{Incompressible غير قابل تراكم}$$



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

$$\Rightarrow \int \rho \vec{v} \cdot d\vec{A} = 0$$

روی تمام سطح زانویی مؤلفه سرعت، ه است پس روی ورودی و خروجی روی سطح آن، ه است

18

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

$$v_1 A_1 = v_2 A_2$$

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

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

آنکه در رابطه ای v , A , ρ داشته باشیم می توانیم از هر یکی از اینها دور کنیم.



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

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

$$\dot{m} = ?$$

$$\frac{8.314}{29}$$

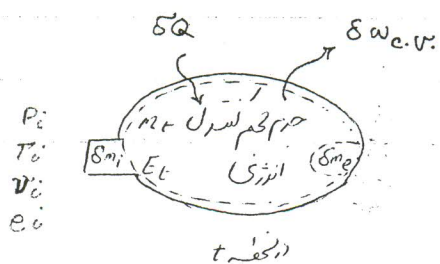
$$v = \frac{RT}{P} = \frac{0.287 (298.15)}{150} = 0.5705 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}} = \frac{1}{\rho}$$

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

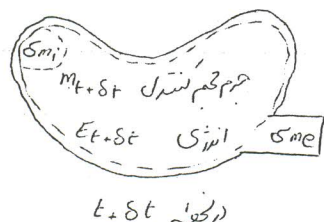
$$\dot{m} = \frac{0.0314 \times 0.1}{0.5705} = 0.0055 \text{ kg/s}$$

جلسه دوازدهم

قانون اول ترمودینامیک و حجم کنترل



حجمی که از حجم کنترل خارج می شود (δm_e) لزوماً خواص ترمودینامیکی مشابه با خواص حجم کنترل ندارد چون δm_e در آستانه خروج است ولی m_t در داخل حجم کنترل طی زمان را استفاده کرده.



حجم کنترل + جرم دوری + جرم حروری = سیستم را تشکیل می دهد.

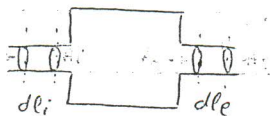
$$Q_{12} = E_2 - E_1 + W_{12}$$

$$\frac{\delta Q_2}{\delta t} = \frac{E_2}{\delta t} - \frac{E_1}{\delta t} + \frac{\delta W_2}{\delta t}$$

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

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

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



$$(flow work)_{in} = -F_i dl_i = -P_i \underbrace{A_i dl_i}_{dv_i} = -P_i v_i \delta m_i$$

$$(flow work)_{out} = +P_e v_e \delta m_e$$

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

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

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

چون δm_i و δm_e اولی و دومی بسیار کوچک هستند، سطح بسیار کوچکی را
ملاحظه دارند. انتقال حرارت از دومی این سطح بسیار کم است. مقدار انتقال
حرارت سیستم تقریباً برابر مقدار انتقال حرارت حجم کنترل است.

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

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

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

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

$$Pv = \frac{P}{\rho} = \frac{P}{m/v} = \frac{Pv}{m}$$

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

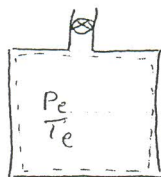
$$= h + \frac{1}{2} v^2 + gz$$

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

اگر $\delta t \rightarrow 0$ ، میزنیم بر ممبرهای سیستم بر ممبرهای حجم کنترل متعلق می شود و قانون اول ترمودینامیک
برای حجم کنترل بدست می آید.

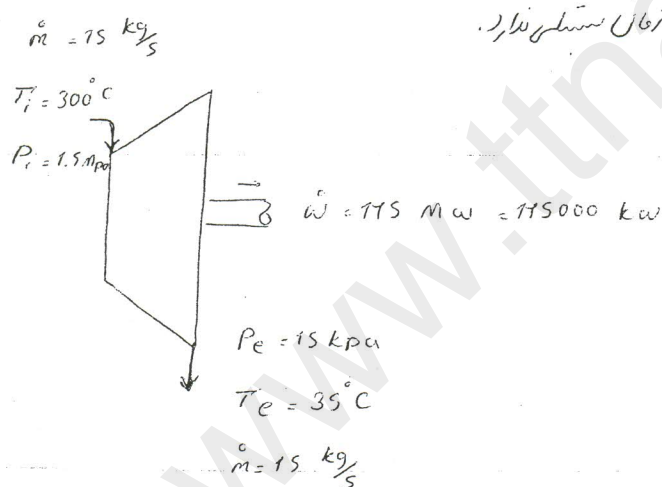
$$\dot{Q}_{c.v} + \dot{m}_i (h_i + \frac{v_i^2}{2} + gz_i) = \frac{dE_{c.v}}{dt} + \dot{m}_e (h_e + \frac{v_e^2}{2} + gz_e) + \dot{W}_{c.v}$$

دقیقه جرمی دارد و خارج می شود، انرژی آن تبدیل انرژی داخلی است بلکه خاصیت ترمودینامیکی است
و از زمان



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

steady state, steady flow (حالتی که در آن هیچ تغییری در خواص جرمی و انرژی در سیستم وجود ندارد)
SSSF جریان دائم، پایداری دائم



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

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

چون خواص ترمودینامیکی حجم کنترل 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 (Systeme International)

سیستم بین‌المللی

طول m

زمان s

جرم kg

$$F \propto ma \quad F = \frac{1}{g_c} ma$$

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

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

رابطه بین انرژی جنبشی

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

$$\frac{k}{m} = \frac{1}{2} v^2 \Rightarrow \text{رابطه بین } \frac{m^2}{s^2}$$

$$\frac{k}{m} = \frac{1}{2g_c} v^2 \Rightarrow \text{رابطه بین } \frac{m^2}{s^2} \times \frac{N \cdot s^2}{kg \cdot m} = \frac{N \cdot m}{kg} = \frac{J}{kg}$$

سیستم امریکایی

طول ft

زمان s

جرم lbm

نیرو lbf

$$F \propto ma \quad F = \frac{1}{g_c} ma$$

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

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

$$KE = \frac{1}{2} m v^2 \quad PE = \frac{g}{g_c} m z$$

سیستم انکساری

در ft

Unit s

slug

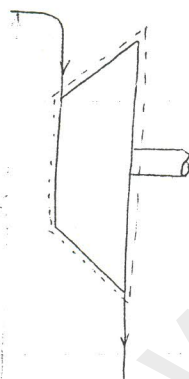
$$F = \frac{1}{g_c} ma$$

$$1 \text{ lbf} = \frac{1}{g_c} (1 \text{ slug}) (1 \frac{ft}{s^2})$$

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

SSSE

در صورتی که جریان را نام



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

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

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

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

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

SI $g_c = 1$

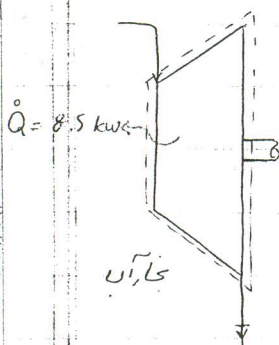
$$\frac{\dot{Q}_{c.v}}{\dot{m}} + \left(h_i + \frac{v_i^2}{2} + z_i \right) = \left(h_e + \frac{v_e^2}{2} + z_e \right) + \frac{\dot{W}_{c.v}}{\dot{m}}$$

این رابطه برای حالتی است که تعداد حال ها برای ورود و خروج یک باشد.

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

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

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: 3مورد

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

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

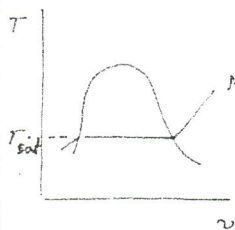
$$q_{c.v} + \left(h_i + \frac{V_i^2}{2} + g z_i \right) = \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} + g z_e \right) + w_{c.v}$$

$$P_i = 2 \text{ MPa}$$

$$T_i = 350^\circ \text{C}$$

super heated vapor

$$\Rightarrow h_i = 3137 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$



$$T_{\text{sat}} = 212.42^\circ \text{C} < T_i = 350^\circ \text{C}$$

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

تبدیل J به kJ

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

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

نتیجه 5: حتی با دوبر ارتفاع هم انرژی جنبشی کم است.

$$P_e = 0.1 \text{ MPa}$$

$$\text{saturated} \Rightarrow h_e = h_g = 2675.5 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$x_e = 100 \%$$

vapor

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

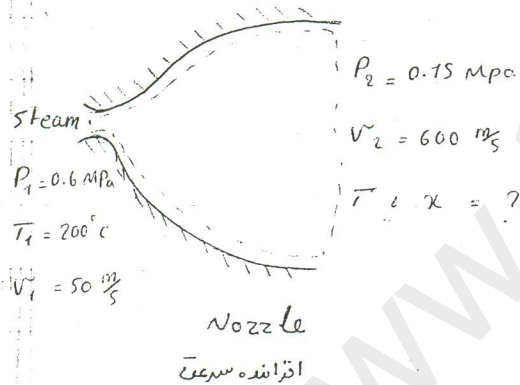
$$g_{fe} = 3 \times \frac{9.8066}{1000} = 0.029 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

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

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

$$-8.5 + 1.5 (3137 + 1.25 + 0.059) = 1.5 (2675.5 + 20 + 0.029) + \dot{W}_{c.v}$$

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



نکته: اگر سرعت جریان جوی مشترک از سرعت صوت باشد، این را کرون سطح مقطع جوی است. در این صورت، سرعت زیادی ندارد و در سرعت های قانون هونت آدر سطح مقطع کوچکتر شود، سرعت زیادی ندارد.

$$\dot{Q} = 0 \quad \text{سطح عایق}$$

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

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

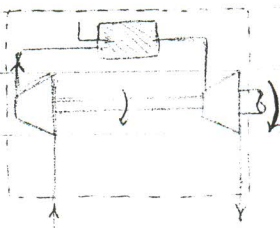
$$P_2 = 0.15 \quad \checkmark$$

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

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

22

حل مسئله شماره 22



144 , 32.2 , 550 , 778

برای تبدیل P_{psi} به P_{psia} : $P_{psi} + 14.7 = P_{psia}$
 برای تبدیل g_c به $\frac{lbm \cdot ft}{lbf \cdot s^2}$: $g_c = 32.2$
 برای تبدیل Btu به $\frac{lbm \cdot ft^2}{s^2}$: $1 Btu = 778 \frac{lbm \cdot ft^2}{s^2}$

فرضیات: 1- جریان از حالت پایدار است. 2- $P_i = P_e$ و $T_i = T_e$

$P_i = 14.7 \text{ psia}$
 $T_i = 70^\circ F$
 $\rho_i = 0.0749 \frac{lbm}{ft^3}$
 $V_i = 400 \frac{ft}{s}$
 $A_i = 1.2 \text{ ft}^2$
 $P_e = 26 \text{ psia}$
 $T_e = 300^\circ F$
 $\rho_e = 0.0924 \frac{lbm}{ft^3}$
 $A_e = 1 \text{ ft}^2$

چون هوا اینجای گاز داخل است

مقدار انتقال حرارت؟

$\dot{W}_{c.v} = 500 \text{ hp}$

$\rho_i = \frac{P_i}{R T_i}$
 $R = 1553 \frac{lbm \cdot ft}{lbf \cdot R}$
 $P_{psf} = \frac{lb_f}{ft^2}$

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

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

$\dot{q}_{c.v} + \left(\dot{h}_i + \frac{V_i^2}{2g_c} + \frac{g}{g_c} z_i \right) = \left(\dot{h}_e + \frac{V_e^2}{2g_c} + \frac{g}{g_c} z_e \right) + \dot{W}_{c.v}$

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

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

چون انتقالی به صورت Btu است و ما میخواهیم انتقال حرارت را به صورت Btu بدست آوریم باید \dot{W} را به صورت $\frac{Btu}{s}$ بدست آوریم.

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

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

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

$$q_{c.v} = 0.24 (300 - 70) \frac{\text{Btu}}{\text{lbm}} + \frac{390^2}{2 \times 32.2} \left(\frac{\text{ft}^2}{\text{s}^2} \right) \left(\frac{\text{lb}_f \cdot \text{ft}}{\text{lb}_m} \right) - \frac{400^2}{2 \times 32.2} \times \frac{1}{7.48} \left(\frac{\text{Btu}}{\text{lbm}} \right)$$

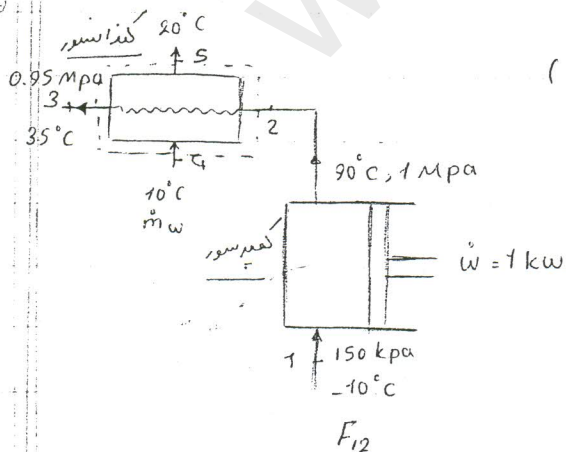
$$\dot{m}_i = \dot{m}_e = 36 \frac{\text{lbm}}{\text{s}} \quad v_e = \frac{\dot{m}}{\rho_e A_e} + 9.82$$

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

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

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

Refrigeration cycle



shell and tube
heat exchange

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

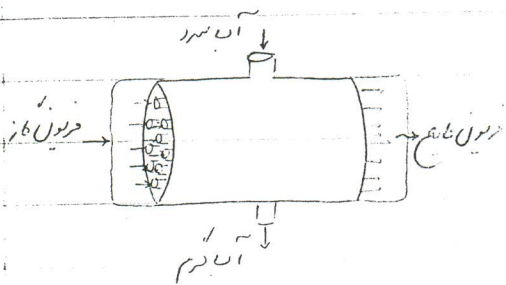
$$\dot{m}_{p2} = 0.076 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$$

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

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

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

23



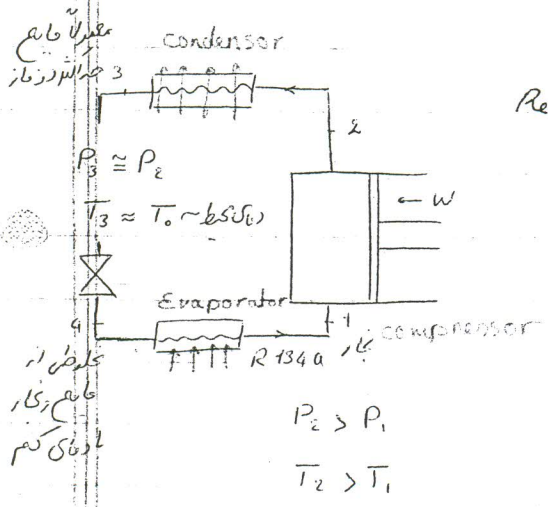
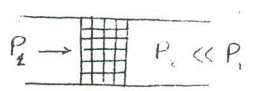
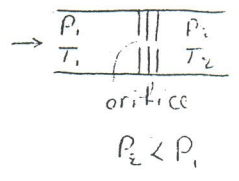
$$\dot{Q}_{c.v} + \dot{m}_p (h_2) = \dot{m}_p (h_3)$$

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

چون آب درون کندانسور مایع است، فشار آن به فشار آن برای سرد کردن است. این است. چون
از سمتون مایع اشباع است و در دمای

جلسه نهم

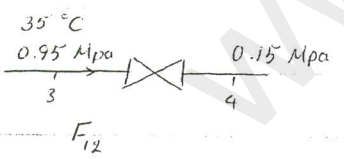
Expansion Valve
شیربشکین



Refrigeration Cycle

جام : آب
وسیله برای افزایش فشار و مساحت
جام : آب
جام : آب

دستی برداری از جام درون اسبریک به کار تبدیل شود، بدلیل ترس
انرژی برای تبدیل به کار، دمای محبوسه کاهش می یابد.



سیال ۱ فشار ۰.۹۵ Mpa و دمای ۳۵ °C دارد شیربشکین می شود.
(دمای تقریباً برابر دمای محیط) فشار آن به ۰.۱۵ Mpa کاهش می یابد.
در نقطه ۴ دما چقدر است؟

نکته: چون سیال شیربشکین بسیار کوچک است، انتقال حرارت
از سطح آن تقریباً صفر است.

$q_{c.v} \approx 0$

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

چون که هم از انبساط کارها صحت گرفته

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

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

دماهای جامی چون خواص ترمودینامیکی نقاط ۳ و ۴ متفاوت است پس v_3 و v_4 هم متفاوت است

سایز متغیر 3 و 4 متفاوت است. $v_3 \neq v_4$

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

فرض کنید عبور سیال از شیر فشار شکن یک فرایند اانتالپی ثابت است.

$$h_3 = h_4$$

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

$$T_3 < T_{sat}$$

$$h_3 = h_f = 69.49$$

$$T = 35^\circ \text{C}$$

$$\begin{cases} h_4 = h_3 = 69.49 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} \\ P_4 = 0.15 \text{ Mpa} \end{cases}$$

\Rightarrow

$$P_4 = 0.15 \text{ Mpa} \begin{cases} h_f = 17.82 \\ h_g = 178.74 \end{cases}$$

$$h_f < h_4 < h_g$$

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

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

اندازه کار درون یخچال خواهد باشد چون $h_3 = h_4$ است و هدا کار از این حال است پس

$$T_3 = T_4$$

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

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

این ضریب برای فرایند Joule Thomson Coefficient

اانتالپی ثابت صاف است (شیر انبساط)

$$\Delta P < 0$$

$$\Delta T < 0$$

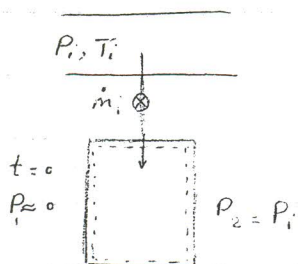
$$T_2 < T_1$$

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

تئرمودینامیک

Uniform flow

uniform flow



در ابتدا مقدار \dot{m}_i زیاده است
در انتها مقدار \dot{m}_e کم می شود و خشک که فشارها برابر شد
 $\dot{m}_i = 0$ خواهد شد.

تجربیات:

1. state: ترمودینامیک حجم کنترل با زمان تغییر نمی کند یعنی خواص ترمودینامیک حجم کنترل با زمان تغییر نمی کند.
فشار، دما، چگالی، خواص دروناً حجم کنترل یکسان است.
(state: حجم کنترل با زمان تغییر نمی کند ولی با مکان تغییر نمی کند)
جرم و چگالی ترمودینامیک با زمان است ولی در یک لحظه تابع مکان است (در یک لحظه دان شد، وضعیت ترمودینامیک ثابت است) حجم کنترل

2. خواص ترمودینامیک جریان در یک ورودی و خروجی با زمان تغییر نمی کند.
آدمقارای از جرم از محاسبات خارج شود، اما خواص آن را ثابت می گیریم (مانند چگالی است) و برابر مقدار متوسط آن خواص در ابتدا و انتها می پذیرد است.

توان حریم (پیوسته)

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

UFUS

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

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

25

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

$$Q_{c.v} + \sum \dot{m}_i (h_i + \frac{V_i^2}{2} + gz_i) = \frac{dE_{c.v}}{dt} + \sum \dot{m}_e (h_e + \frac{V_e^2}{2} + gz_e) + W_{c.v}$$

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

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

... (faint text)

$$\int_0^t \frac{dE_{c.v}}{dt} dt = \int_0^t d[m(u + \frac{V^2}{2} + gz)] dt = [m_2(u_2 + \frac{V_2^2}{2} + gz_2) - m_1(u_1 + \frac{V_1^2}{2} + gz_1)]_{c.v}$$

$$E_{c.v} = m(u + \frac{V^2}{2} + gz)$$

$$\Rightarrow Q_{c.v} + \sum m_i (h_i + \frac{V_i^2}{2} + gz_i) = [m_2(u_2 + \frac{V_2^2}{2} + gz_2) -$$

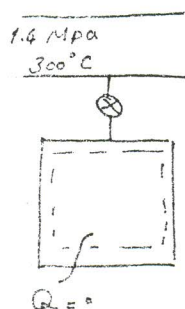
$$m_1(u_1 + \frac{V_1^2}{2} + gz_1)]_{c.v} + \sum m_e (h_e + \frac{V_e^2}{2} + gz_e) + W_{c.v}$$

جلسه شانزدهم

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 خلأ است یعنی $P_1 = 0$ شیر را باز می کنیم وقتی فشار به 1.4 pa می رسد، دمای T_2 را بدست آورید.

جرم داخل حجم کنترل بازمان تغییر می کند. خواص داخل حجم کنترل وابسته زمان است $UTUS$

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



$$P_1 = 0$$

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

$$T_2 = ?$$

$$t_2 = t_1 \quad t_1 = 0$$

چون هیچ سرعت برقی شد $Q_{c.v} = 0$

تغییرات انرژی حجم 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 $+ = 0$ هیچ ماده ای داخل حجم کنترل نبوده

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

از تغییرات انرژی جنبشی طرفه نظر می شود.

$$\int_1^2 \frac{dE_{c.v}}{dt} dt = E_2 - E_1$$

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

$$h_i = u_2$$

$$0 + m_i h_i = m_2 u_2 + 0 + 0 + 0$$

این رابطه با رابطه (1) یکی است

$$P_i = 1.4 \text{ Mpa} \quad T_i = 300 \text{ } ^\circ\text{C} \quad \text{بخار}$$

superheated vapor

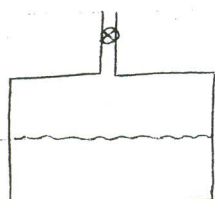
$$h_i = 3040.4 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$\begin{cases} u_2 = h_i = 3040.4 \\ P_2 = 1.4 \text{ Mpa} \Rightarrow u_g \quad u_2 > u_g \end{cases}$$

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

flow work باعث ورود حجم ورودی به داخل محفظه شده در نتیجه باعث تغییر دما T_2 نسبت به دما T_1 است!
uniform flow به معنی ورودی دیگر خاصیتی تغییر نمی‌کند

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



آمونیاک به صورت یکجمله خارج می‌شود.

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

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

$$m_1 \left\{ \begin{array}{l} 50\% \text{ حجم مایع} \\ 50\% \text{ بخار} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} u_1 \\ T_1 = 40^\circ\text{C} \end{array} \right\} \quad m_2 \left\{ \begin{array}{l} 50\% \text{ حجم مایع} \\ 50\% \text{ بخار} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} u_2 \\ T_2 = 10^\circ\text{C} \end{array} \right\} \quad \bar{h}_e = \frac{h_{e1} + h_{e2}}{2} = 1462.8 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

u_1 و m_1 با داشتن

این اطلاعات به

دستی می‌آید.

استفاده می‌شود

تغییرات انرژی حجم کنترل

$$0 + 0 = m_2 u_2 - m_1 u_1 + m_e h_e$$

(در صورتی) (m₂ - m₁)

$$\text{بقی صفر} \Rightarrow m_2 - m_1 = m_e$$

* ادانه مشابه با روش Trail & error (تلاش و خطا) به دست می‌آید.

$$m_2 (h_2 - u_2) = m_1 (h_1 - u_1)$$

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

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

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

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

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

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

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

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

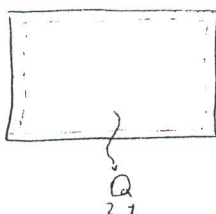
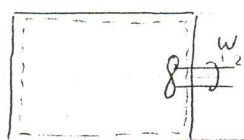
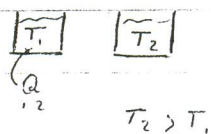
$$T_2 = 10 \Rightarrow v_{f2} = 0.001601 \Rightarrow v_{fg2} = 0.0204 \quad m_2 = \frac{v}{v_2} = \frac{2}{0.001601 + \alpha_2 (0.0204)}$$

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

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

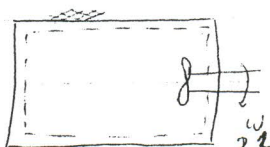
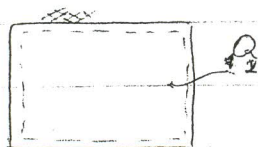
27

حکم دوم
قانون دوم ترمودینامیک



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

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



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

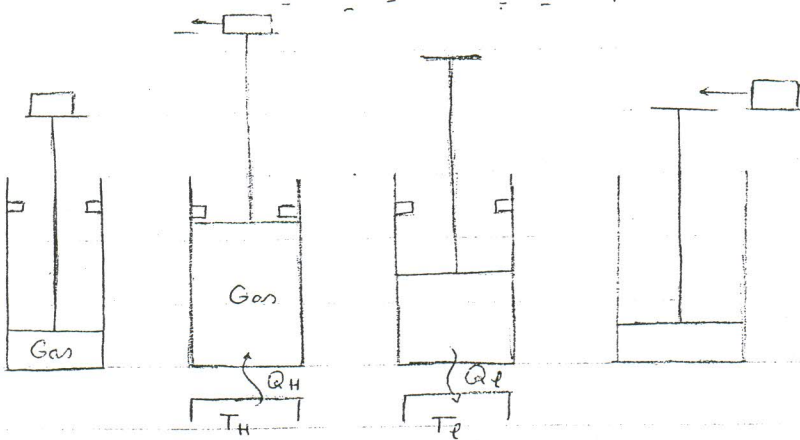
$$\eta = \frac{W_{12}}{Q_{12}} = 1 = 100\%$$

قانون دوم ترمودینامیک: اگر چه در این حالت، کارایی 100٪ است، اما این کارایی به صورت کامل به کار نمی آید.

قانون دوم ترمودینامیک: کارایی 100٪ به صورت کامل به کار نمی آید.

قانون دوم ترمودینامیک: کارایی 100٪ به صورت کامل به کار نمی آید.

قانون دوم ترمودینامیک: کارایی 100٪ به صورت کامل به کار نمی آید.



دستگاه
حرکتی

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

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

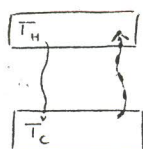
$$\eta_H = \frac{W_{net}}{Q_H} = \frac{Q_H - Q_C}{Q_H} = 1 - \frac{Q_C}{Q_H}$$

بیان کلوین-پلانک :

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

Refrigeration Cycle

(چرخه تبرید)

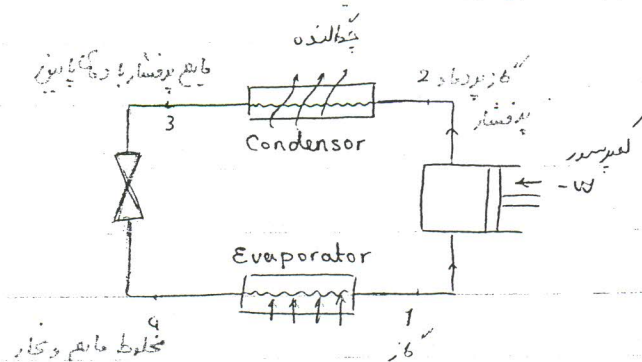


$$T_H > T_C$$

چرخه تبریدی که فقط شامل انتقال حرارت باشد، قانون دوم را نقض می‌کند.

بیان کلازیوس :

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



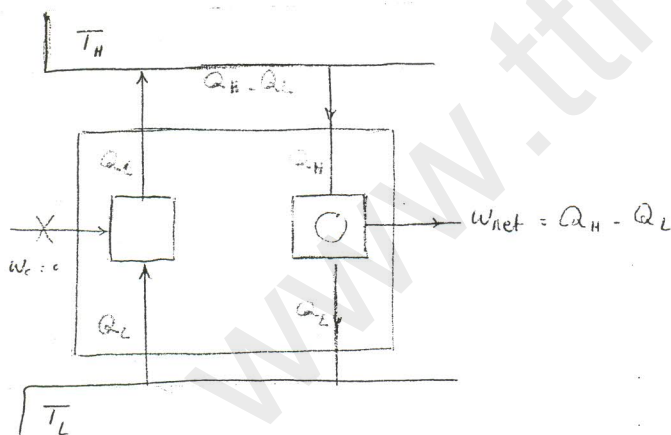
$\beta = \text{cop} = \frac{Q_L}{W}$
 coefficient of performance

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

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

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

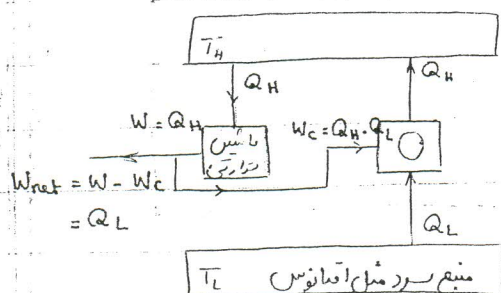
منبع و دمای آن می تواند انتقال حرارت آن تغییر می کند.



سایر کارایی های
شده

سایر کارایی های
شده

Box برآورد یک ماشین حرارتی برآورد است نه میان کارایی های واقعی کرده (ماشین حرارتی یک منبع
بوجود آمده است)



چنین ماشین حرارتی می تواند کار تولید کند (بدون
پرداخت هزینه)

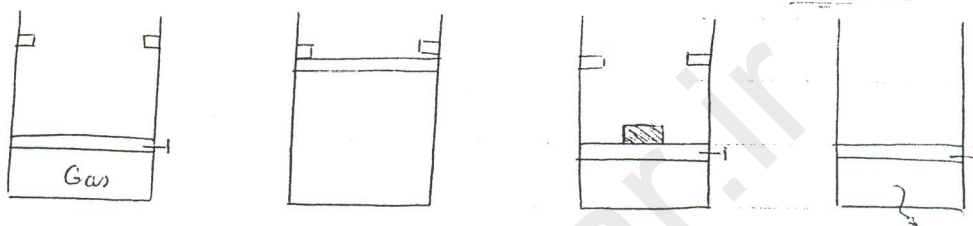
جلسه هجدهم

چرخه ایده آل، چرخه ای است که شامل فرایندهای ایده آل باشد.

در ترمودینامیک، فرایند ایده آل، فرایندی است که برگشت پذیر باشد (در دنیای حقیقی وجود ندارد).

فرایند برگشت پذیر Reversible Process

فرایند برگشت پذیر، فرایندی است که بتوان برآیند مسیر رفت را به صورت عکس درآورد و فرایند برگشت هیچ تأثیر اختلافی نسبت به فرایند رفت، بر روی محیط ندارد.



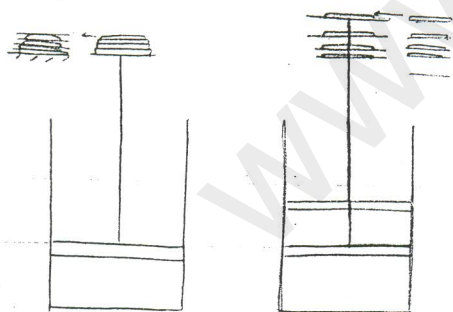
در حالت رفت مقداری از کار صرفه علیه بر اجزای شده و در حالت برگشت هم باید بر اجزای علیه کنه

کار در حالت برگشت بیشتر از کار در حالت رفت است و عدس هم باید بر جان صرف کرد تا دمای

سیستم را دمای محیط برابر شود (مثل حالت اول شده)

میان این است که یک فرایند برگشت پذیر است.

وزنه ها حالت عکس دارند



در صورت وجود شرایط زیر، فرایند برگشت پذیر باشد:

1. سیستم اجزای کوچک ندارد.

2. مقدار وزن و دما باید مشخص باشد.

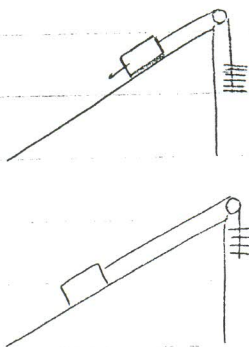
اجزای کوچک Friction

1. انبساط آزاد Free expansion

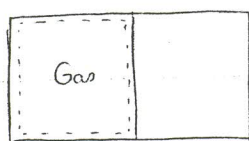
2. انتقال حرارت heat transfer

3. احتراق Combustion

29

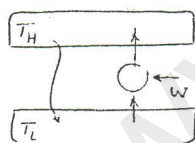
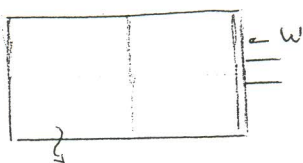


آنکه قدری ذره از روی دانه ها برداریم، حجم بایس می رود و
برای اینکه حجم دوباره بالا بیاید، تعداد ستیری ذره نسبت به
تعدادی که برداشته ایم باید بگذاریم.

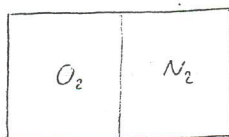


$$W_2 = 0$$

هم بر روی سیستم، هم بر روی محیط تأثیر مهمانی نه داشته باشد.
(کار از محیط دریافت شده و دمای سیستم بالا تر از دمای آن است)
حالت اول است



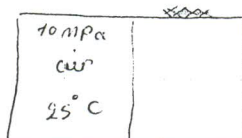
انتقال حرارت از جسم گرم به جسم سرد فروری است $T_H > T_L$
ولی انتقال حرارت از جسم سرد تر به جسم گرم تر باید
توسط یک سیکل تبرید (یا یک کار روی آن)
اعلام شود.



آنکه گاز O_2 و N_2 با پارس شدن غشاء با هم مخلوط شوند، باید مقدار
زیادی کار انجام شود تا دوباره به صورت متفک از هم جدا شوند.

مخلوط شدن و
آنکه گاز از یکسان باشند، فرایند جدا شدن آن ها برگشت پذیر است

احتمالاً متوجه می‌شوید که فرایند برگشت باید برآید است
اصولاً، انتقال حرارت و (شاید) انبساط آزار



فرایند دوسره هم اتفاق می‌افتد انتقال حرارت در آن صفر است

فشار زیاد دما باعث پارگی شدن
غشای می‌شود.

$$Q_2 = 0$$

$$W_2 = 0$$

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

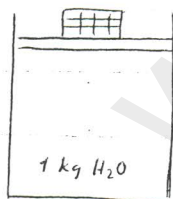
بیشترین تغییر دما



$$x_1 = 0$$

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

بیشترین تغییر دما



$$x_2 = 1$$

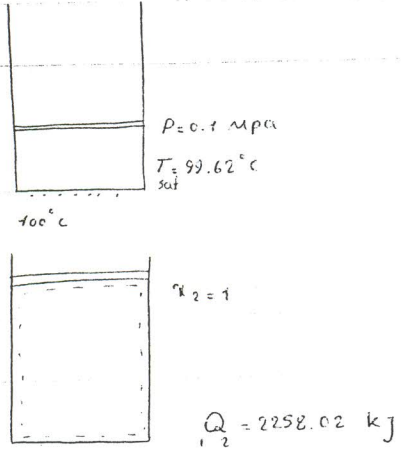
$$Q_2 - W_2 = U_2 - U_1$$

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

$$Q_2 = m(h_2 - h_1) = m h_{fg}$$

$$q_{12} = 2258.02 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} \rightarrow Q_2 = 2258.02 \text{ kJ}$$

برگشت پذیر تر:



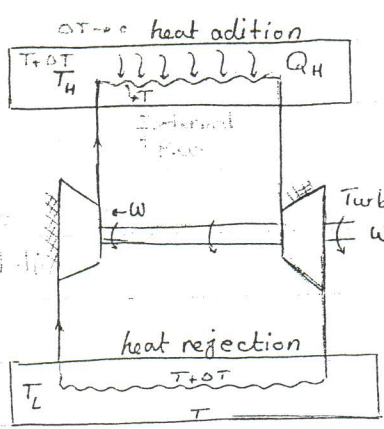
از نقطه نقطه داخلی همدو برگشت پذیرند. همین حالت نوع آن را تبخیر اختلافی ندارد.

از نقطه نقطه خارجی همدو برگشت پذیرند. برگشت پذیر تر است.

همه اختلاف دمای سیال سرد و گرم را لغت کنیم، فرایند برگشت پذیر تر است.

* سیکل برگشت پذیر، شامل فرایند های برگشت پذیر است. راندها 100% مربوط به سیکل برگشت پذیر است.

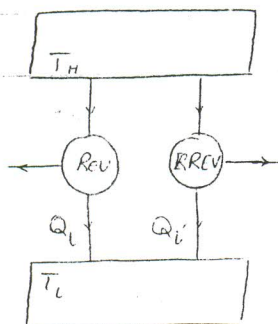
چرخه برگشت پذیر: سیکل کارنو



اند دمای منبع ثابت باشد و ΔT بین دمای منبع و لوله هم ثابت خواهد بود. فرایند اخته حرارت از منبع گرم، به صورت هم دما برگشت پذیر خواهد بود.

* رانندگان خانگی هم مربوط به فاشین نیستند پس است که بین دو وسیع کاری کند.
(فاشین کارنو)

www.ttnar.ir

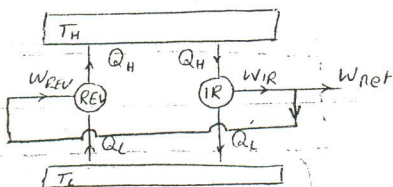


فرض: $\eta_{IRREV} > \eta_{REV}$

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

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

فراوانی ماشین حرارتی REV را عکس می‌کنیم، تبدیل به یک ماشین می‌شود.



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

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

ماشین حرکت از چپ به راست $W_{net} > 0$ می‌کند.

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

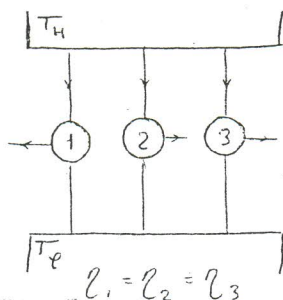
یعنی یک ماشین حرارتی با رانندگی 100٪ است.

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

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

بیان دوم کارنو:

همه ی این 3 ماشین، REV هستند \leftarrow بازدهی آن‌ها برابر است.



اگر عمل جریان ماشین‌های 1، 2، 3 معادلات باشند بازدهی آن‌ها برابر است.

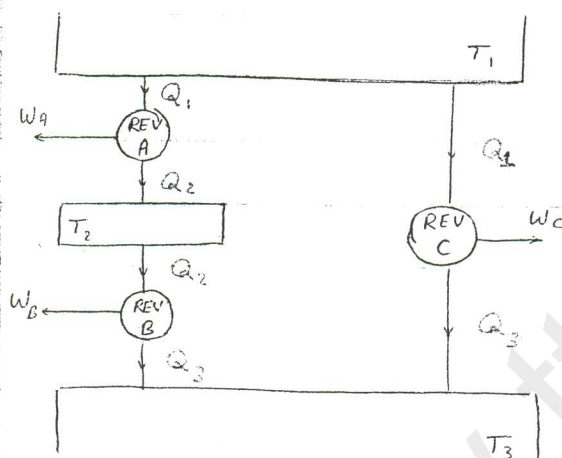
بنابراین بیان دوم کارنو، رانندگی یک ماشین بیشتر پذیر که سن توصیف کار می‌کند، تنها وابسته به دمای دو منبع سرد و گرم است (به عوامل دیگر مثل فاصله درون ماشین بستگی ندارد).

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

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

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

اشکل (مقایسه) ترمودینامیکی (قابلیت‌های بیان نمود) کارنو، تعیین شده است.
(می‌تواند دما را بدون توجه به ماده (درون ماشین) اندازه‌گیری کند).
بر اساس بیان نمود کارنو:



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

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

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

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

نرم ψ باید شهری باشد.

که ψ یکی، تغییر از T_2, T_3 باشد، یعنی T_2 در آن حذف شود.

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

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

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

طین سازه‌های تابع را برای f در نظر گرفته

T steam point

REV

T ice point

$$\eta = 0.268$$

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

$$\eta = 1 - \frac{T_L}{T_H}$$

$$\rightarrow T_H = 373.15 \text{ K}$$

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

32

$$T_{\text{steam point}} - T_{\text{ice point}} = 180$$

نکته:

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

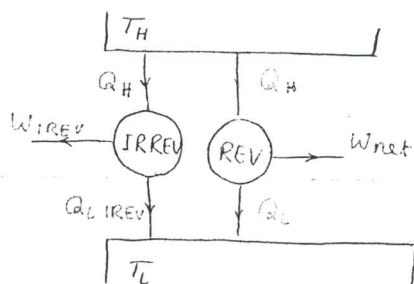
$$T_R = t^{\circ}\text{F} + 460$$

www.ttnar.ir

فصل 8 : انتروپی Entropy

این فصل قانون دوم ترمودینامیک را به هم مرتبط می‌کند و درک عمیق‌تری از آن را فراهم می‌کند.

اگر رابطه $\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$ برای یک ماشین برقرار باشد، آن ماشین قانون دوم ترمودینامیک را نقض نمی‌کند.



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

$$\left(\frac{Q_L}{Q_H} \right)_{REV} = \frac{T_L}{T_H} \quad * \text{اگر } T \text{ را به اساس مقیاس کلوین قرار دهیم، رابطه رو به برقرار است.}$$

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

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

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

33

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

چون در رابطه تغییر حاصل می‌شود و

Q_L در آن رابطه را با مقدار برگشتی ($Q_{L,REV}$)

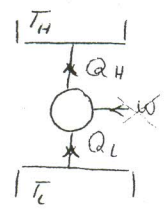
جایگزین می‌کنیم پس حاصل تغییر خواهد شد



www.ttnar.ir

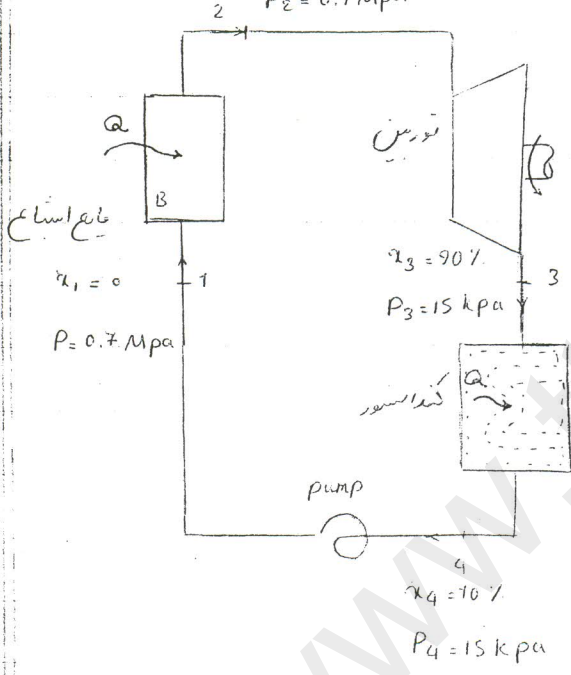
جلسه هفتم

آنها می توانند بیان کنند که $\frac{\delta Q}{T} > 0$ خواهد بود.



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

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



شار حالت 2 حتی کمتر از حالت 1 است
(مخاطر افت فشار داخل لوله ها)

گنداشد و وسیله ای است که کار به تابع
تبدیل می کند. (درین شده که گنداشد
افت فشاری محسوس نداشته)

سیال دوفازی بعبارة دیگر مشکلی می کند
(درین پوسته آل را بخار فزاینی میبرد)
درین دوفازی بودن در حالت 4 برای این
است که بتوان با ثابت در فشار حرکت

بعبارة دیگر آدنایک اند.

$$T_1 = T_2, \quad T_3 = T_4$$

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + \int_3^4 \frac{\delta Q}{T}$$
$$= \frac{Q_2}{T_1} - \frac{Q_4}{T_3}$$

چون $q = u + pv = h$ پس (فرايند فضا ثابت)

$$q_{12} = h_2 - h_1 = h_g - h_f = h_{fg}$$

at $P = 0.7 \text{ Mpa}$

$$= 2066.3 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

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

at $P = 0.7 \text{ Mpa}$

34

همگشتی را بخار درون کندانسور (کنار سن لوله ها عبور می کند) در نظر می گیریم.

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

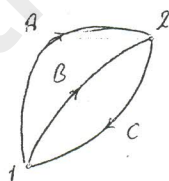
$$T_3 = 53.97^\circ\text{C}$$

$T_{\text{sat at } p_3} = 15 \text{ kPa}$

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

نکته 1: این حلقه قانون دوم ترمودینامیک را نقض نمی کند، 2- چرخه برگشت پذیر است.

قانون دوم ترمودینامیک در مورد چرخش 8
برگشت پذیر



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

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

یک خاصیت ترمودینامیک است.

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

تکثیرات شده خاصیت ترمودینامیکی روی یک مسیر بسته (چرخه) میسر است

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

$$\int_1^2 \delta Q = \int_1^2 T ds$$

فراینده برگشت پذیر

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

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{rev}$$

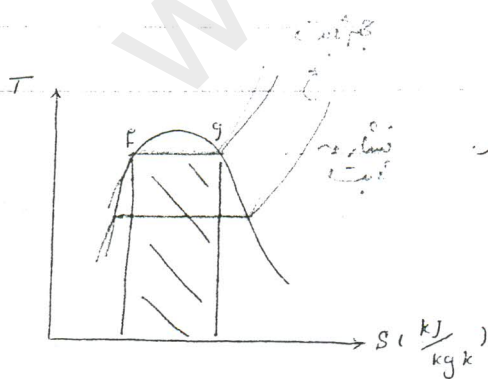
$$SI \quad S = \frac{kJ}{K}$$

سیستم انقباضی

$$S = \frac{Btu}{R}$$

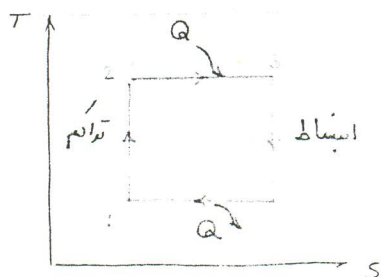
$$S = \frac{S}{m} \quad \frac{kJ}{kg K} \quad \frac{Btu}{lbm R}$$

$$S = S_f + x S_{fg}$$



آخر فرایند برگشت پذیر باشد :
 سطح زیر منحنی ، مقدار انتقال حرارت ، راستای دود
 آخر فرایند برگشت پذیر باشد :
 سطح زیر منحنی هیچ صریح حاصل راستای دود

چرخه کارنو:



برای یک فرایند آدیاباتیک در دمای ثابت، تغییرات انرژی
چند است $S_1 = S_2$
(مثل یک کار در داخل یک سیال)

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

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

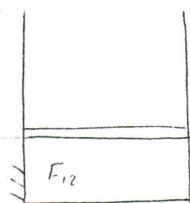
کم کردن دمای منبع سرد به چرخه می‌دهد منبع سرد دمای محیط است. (کم کردن این دما به چرخه می‌دهد)
زیاد کردن دمای منبع سرد به کار حاصل زیاد می‌شود و رانندگی افزایش می‌یابد

جلسه بیست و نهم

تألیف: مهندس مهندس

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

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



در داخل سیلندر فنون 12 است. داریم یک فرایند برگشت پذیر تراکم انجام می دهیم.

$$\eta_1 = 100 \%$$

$$T_1 = -10^\circ \text{C}$$

Rev, adiabatic تراکم

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

$$W_{12} = ?$$

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

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

$$\eta_1 = 1$$

$$T_1 = -10^\circ \text{C}$$

$$u_1 = 166.25 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$S_1 = 0.7014$$

$$u_1 = h_1 - p_1 v_1 = 183.06 - 219.1 \times 0.076646$$

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

چون فرایند آدیاباتیک و برگشت پذیر است:

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

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

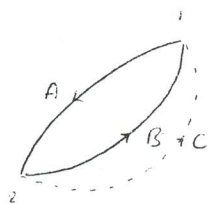
$$S_2 = S_1 \Rightarrow S_2 = 0.7014 \Rightarrow T_2 = 72.2^\circ \text{C}$$

$$u_2 = 200.352$$

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

فرایند کاری که همراه با انتقال حرارت اند، حاصل از تقابل تغییر داخلی تراکم برگشت پذیر باشند. یا اگر انتقال حرارت به صفر و آرام آرام صورت گیرد می تواند برگشت پذیر باشد. (یا به دلیل اختلاف دمای بسیار کم فرایند می شود)

قانون دوم ترمودینامیک در فرایند برگشت پذیر :



فرایند A و B برگشت پذیرند

پس در حلقه برگشت پذیر خواهیم داشت :

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

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

فرایند C برگشت پذیر نیست

در حلقه برگشت پذیر خواهیم داشت :

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

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

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

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

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

انتروپی یک خاصیت ترمودینامیکی است یعنی - مسیر مستقل دارد

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

- محتمل این عاملی که انتروپی را در یک فرایند برگشت پذیر تحت تأثیر قرار دهد، انتقال حرارت است

در یک فرایند برگشت پذیر، هیچ عامل تغییر انتروپی و انتقال حرارت نیست. چون حتی با وجود آرایش

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

لویین سیستم، آنتروپی را زیاد می کند.

- عامل دیگری که آنتروپی را زیاد می کند (همیشه)، عامل "برگشت ناپذیری" است.

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

عوامل تغییر آنتروپی:

انتقال حرارت

برگشت ناپذیری

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

فرآیند هم آنتروپی (ایزوتروپیک):

فرآیند = Rev. + adiabatic

اگر $\delta S_{gen} > 0$ باشد، در صورت انتقال حرارت متغی، فرآیند ایزوتروپیک 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 همواره مثبت است پس با کم کردن آن از دو طرف تساوی:

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

تساوی حالت بالا مربوط به حالت برگشت پذیر است چون

در آن $\oint \delta S_{gen} = 0$ است.

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

✓
فرايند برگشت پذير $\delta Q = T ds$

$$\delta W = P dV$$

$$T ds - P dV = du$$

$$T ds = du + P dV$$

1) Rev (شبه تعادلي)

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



رابطه بالا را برای فرایند های برگشت پذیر هم می توان استفاده کرد. تنها کافی است یک مسیر برگشت پذیر بین دو حالت مورد نظر انتخاب کرده، آن را به ال ها را بر روی آن بگیریم.

یعنی $\int ds$ که از رابطه بالا بدست می آید (که روی مسیر برگشت پذیر استفاده کرده شده) مقدار تغییر انتروپی خوا بین دو نقطه 1 و 2 (از هر مسیر برگشت پذیر یا برگشت پذیر را به جای دهیم.

$$H = U + PV$$

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

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

$$dH = T ds + V dP$$

حالت سیستم و دما

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

$$\delta Q = T \delta S, \quad \delta W = P \delta V$$

در حالت تعادل

$$\begin{cases} \delta Q_{irrev} = du + \delta W_{irrev} \\ T \delta S = du + P \delta V \end{cases}$$

$$\Rightarrow T \delta S - T \delta S_{gen} = T \delta S - P \delta V + \delta W_{irrev}$$

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

در فرآیند برگشت پذیر، کار تولیدی ایجاب می شود زیرا $\delta S_{gen} = 0$

در فرآیند برگشت پذیر همیشه مثبت است و T هم آن در حین دگرگونی مثبت است پس $\delta W_{irrev} < P \delta V$ باید این برگشت پذیری مطلوب است.

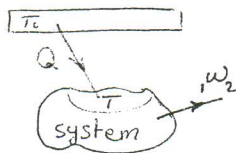
خلاصه

فراوانی 100% برگشت پذیر همان است که آزاد است $W_2 = 0$

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

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

اصل افزایش انتروپی



$$\delta S_{surr} = -\frac{\delta Q}{T_c} \quad \text{چون تبادل حرارتی منبع با محیط خارج می شود}$$

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

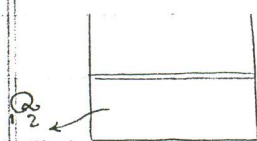
$$dS_{surr} + dS_{system} \geq \delta Q \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_c} \right) \quad \delta Q > 0, \quad T_c > T$$

$$dS_{surr} + dS_{sys} \geq 0 \quad \text{اصل افزایش انتروپی}$$

در فرایند برگشت پذیر کوچک تغییرات آنتروپی منفر است.
در یک سیستم انزوله ($\delta Q = 0$) آنتروپی (تغییرات آنتروپی) بیشتر می شود.
یک سیستم انزوله، نقطه تعادلش، آنتروپی Max است.

در حوضه های محیطی دانه شده، 25° درجه می کنیم.

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



$$x_1 = 1$$

$$T_1 = 100^\circ \text{C}$$

$$T_0 = 25^\circ \text{C}$$

$$x_2 = 0$$

فرایند انتقال حرارت برگشت پذیر است بنابراین اصل اول
اقدامات آنتروپی اعمال می شود.

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

$$T = 100$$

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

Q برای محیط مثبت است

$$W = P \Delta V$$

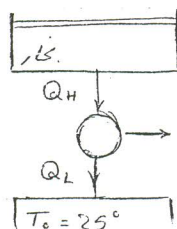
$$\Delta S_{surr} = \frac{Q_{surr}}{T_0 = 25 + 273.15} = 7.572 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

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

اصل اول آنتروپی برقرار است یا نه؟!

نتیجه: 1) این فرایند قابل (م) ترمودینامیک را نقض نمی کند!

2) فرایند برگشت پذیر نیست زیرا تغییرات آنتروپی مخالف منفر است.



$$x_1 = 1$$

$$T_1 = 100$$

اصل برگشت پذیری

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

اصل بخار بود بعد واقع می شد پس منفی است چون منفر

سته است و چر؟

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

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

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

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

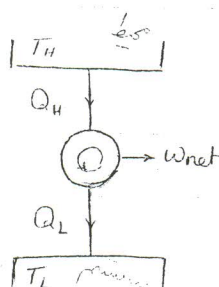
درجه حرارت محیط هر دو هم

در حالت دوم فرایند برگشت پذیر است و در نتیجه کار مفید w_{net} حاصل می شود

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

پس فرایند برگشت پذیر به عنوان ایده آل مطرح است.

اصل افزایش انتروپی روی ماشین کار می کند:



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

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

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

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

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

کارایده آل و برگشت پذیر است

$$T ds = du + P dv$$

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

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

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

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

$$h = u + Pv$$

$$dH = du + Pdv + vdp$$

$$dH = Tds - Pdv + Pdv + vdp$$

$$dH = Tds + vdp$$

$$Tds = dh - vdp$$

$$ds = \frac{dh}{T} - \frac{vdp}{T}$$

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

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

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

ثابت C_p, C_v

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

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

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

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

از جدول خوانده می شود و نیازی به اشتغال فرقی نیست.

مراعات ادایا باید درجست پذیرد:

آسان است که در کار اید دل $Pv^k = \text{const}$

$$ds = 0$$

$$Tds = du + Pdv$$

$$0 = C_v dT + Pdv$$

بسیار به فرزند به نسبت دیر با هم.

(2) نه ادایا باید با هم.

ثابت C_p و C_v

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

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

$$C_{P0} - C_{v0} = R \rightarrow C_{v0} = \frac{R}{k-1} \quad C_{P0} = \frac{Rk}{k-1}$$

$$\frac{C_{P0}}{C_{v0}} = k$$

$$* \left(\frac{C_{P0}}{R} \right) Pdv + \left(\frac{C_{v0}}{R} \right) vdp = 0$$

$$k Pdv + vdp = 0$$

$$k \frac{dv}{v} + \frac{dp}{P} = 0 \rightarrow Pv^k = \text{const}$$

برای استفاده از این رابطه، باید از این رابطه استفاده کرد.

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

$$Pv = RT$$

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

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

این شرط فوق برقرار باشد، C_{P0} و C_{v0} متغیر نیست:

$$Tds = dh - vdp = 0$$

$$C_{P0} dT = vdp$$

$$\int_{T_0}^T \frac{C_{P0} dT}{T} = \int_{P_0}^{P=RT \frac{dp}{P}} R \frac{dp}{P}$$

$$\ln \frac{P}{P_0} = \frac{1}{R} \int_{T_0}^T \frac{C_{P0} dT}{T}$$

$$\text{یعنی } P_r = \frac{P}{P_0} \quad \ln P_r = \ln \frac{P}{P_0} = \frac{1}{R} \int_{T_0}^T \frac{C_{P0} dT}{T} = \frac{\dot{S}_T}{R}$$

$$\ln P_{r1} = \ln \frac{P_1}{P_0} \quad \ln P_{r2} = \ln \frac{P_2}{P_0} \quad \ln P_{r2} - \ln P_{r1} = \ln \frac{P_2}{P_0} - \ln \frac{P_1}{P_0}$$

40

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

اگر فرض کنیم که P_2 و T_1 را داشته باشیم و بدانیم P_{r1} و P_{r2} را از این رابطه استفاده می‌کنیم.

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

برای بدست آوردن P_r از جدول استفاده می‌کنیم و لازم نیست از $\frac{P}{P_0}$ استفاده کنیم. فقط برای فرضیه آدیاباتیک و بدست آوردن P_{r2} از جدول حساب شده.

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

* این دو رابطه را می‌توانیم به صورت $T ds = du + P dv$ و $T ds = dh - v dp$ استفاده کنیم.

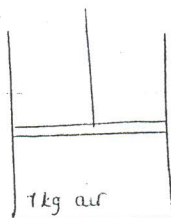
41

جاسم بست و سیم

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

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

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



Rev, ad.

Ideal gas

$$\begin{cases} p v^k = \text{const} \\ p v = R T \end{cases}$$

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

C_{v0}, C_{p0} متغیر

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

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

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

$$(600 - 453.36) = 105.65 \text{ kJ}$$

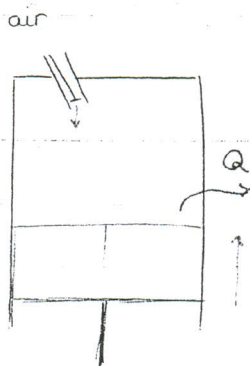
C_{p0}, C_{v0} متغیر

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

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

چون اختلاف ناکم است، C_p و C_v را اثر ثابت یا متغیر نگیریم. جواب با نادر تعدادی نمی‌دهد.

$$W = m(u_1 - u_2) = 1(453.8 - 327.79) = 107.1 \text{ kJ} \quad \text{مقادیر } u_1 \text{ و } u_2 \text{ را مستقیماً از جدول هوای خالص}$$



چون فرایند انقباض در موتور آدیا بایک نسبت (اطراف موتور عایق کاری شده) در اطراف آن از آب برای خنک کردن استفاده نمی کنند

Reversible, polytropic

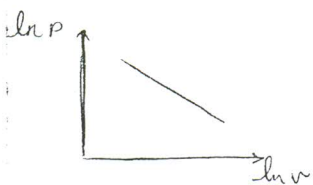
فرایند برگشت پذیر پلی تروپیک

$$Pv^n = \text{const} \quad \begin{matrix} n \neq 1 \\ n \neq k \end{matrix} \quad \begin{matrix} \text{حالت های تک اتمی نیست که؟} \\ 1 < n < k \end{matrix}$$

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 عددی کلی باشد.

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

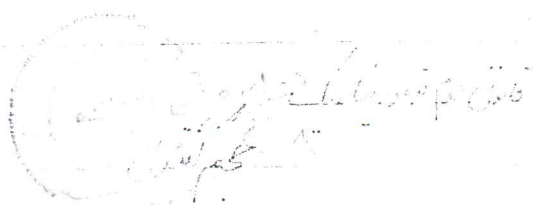
$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1}$$



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

فرایند برگشت پذیر، هم دما $Pv = C$

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



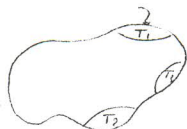
$$ds = \frac{\delta Q}{T} + \delta S_{gen}$$

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

سیستم $\rightarrow \delta t$

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

درجهت های مختلف سیستم، می توان اینگی مقادیر
راست بین باید از آن استفاده کرد.



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

SSSF در این حالت با هیچی خواص حجم کنترل نسبت به زمان ثابت باشند پس $\frac{ds}{dt} = 0$

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

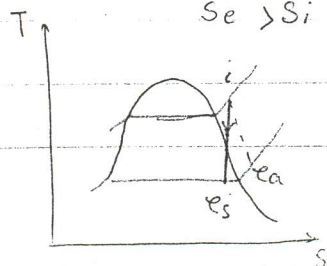
Rev, ad \rightarrow فرایند

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

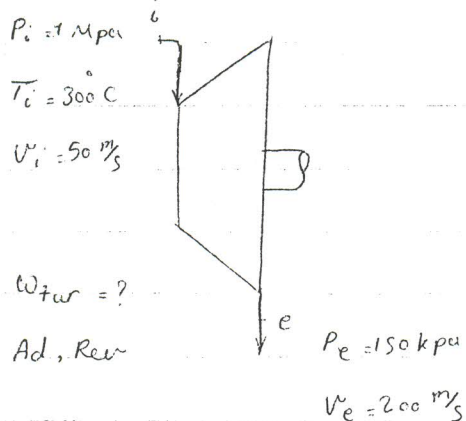
ad, Irrev \rightarrow فرایند

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

$$s_e > s_i$$



e_a ایده آل نیست (واقع) \rightarrow



قانون اول $S_i = S_e$

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

سیستم برش برش $W = \int p dv$

قانون دوم $q_{c.v} + \left(h_i + \frac{V_i^2}{2} \right) = \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} \right) + W_{c.v}$

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

$$S_e = S_i$$

$$T ds = dh - v dp$$

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

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

قانون اول $W_{c.v} = (h_i - h_e) + \frac{V_i^2}{2} + gz_i - \frac{V_e^2}{2} - gz_e$

برای درود و سبب است یغایر :
استدلال ثابت

43

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

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

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

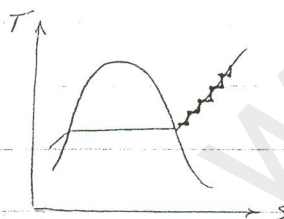
$$T(s_e - s_i) = h_e - h_i - \int_i^e v dp$$

در حالت اول به جای $q_{c.v}$ مقدار بالا را جایگزین می‌کنیم.

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

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

یک فرایند حجم ثابت را می‌توان از یک فشار ثابت (اندروزی) بدست آورد.



مثال:

$$v = \text{ثابت}$$

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

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



$w = 0$ یاب مبرور باشد

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

معادله برنولی : فرایند نسبت پذیر

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

یاب بدون تلفات (نسبت پذیر)

$$P_i = 100 \text{ kPa} \quad P_2 = 5 \text{ MPa}$$

$$T_i = 30^\circ \text{C}$$

حالت نسبت پذیر و قابل تراکم \rightarrow خایع

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

نسبت پذیر و قابل تراکم

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

نسبت پذیر است که قابل تراکم v_1 می گیریم

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

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

راه دوم :

$$P_2 = 5 \text{ MPa}$$

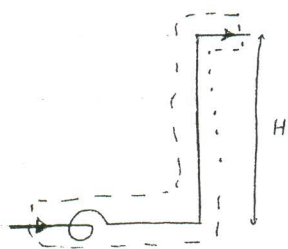
$$s_2 = \checkmark$$

Compressed $\rightarrow h_2 \checkmark$

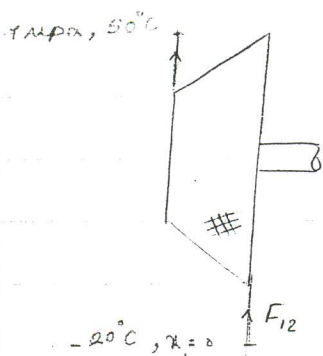
$$w = h_1 - h_2$$

بعد از یاب حالت در ناحیه خایع متراکم هستیم چنان

یاب برای زیاد شدن فشار قرار داده شده .
خایع



چون در اینجا یخ آب را از ارتفاع خاصی بالا برده است، پس نباید تغییرات انرژی مکانیکی را نادیده گرفت. همین در این حالت یخ را نادیده گرفته ایم.



SSSF

فرایند تراکم می باشد.

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

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

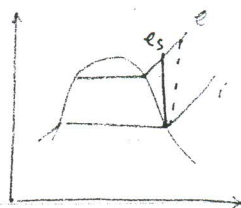
$$s_i - s_e + \frac{\dot{S}_{gen}}{\dot{m}} = 0 \rightarrow s_e = s_i + \frac{\dot{S}_{gen}}{\dot{m}} \Rightarrow s_e \geq s_i \quad \text{قانون دوم}$$

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

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

$$T_e = 50^\circ\text{C}$$

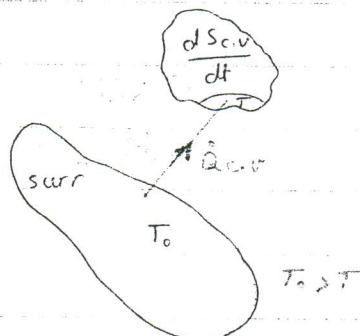
$$\Rightarrow s_e = 0.7021$$



این تغییر سورت قانون دوم را نقض نمی کند. $s_i > s_e \Rightarrow$

به شرط اینکه برگشت ناپذیری (S_{gen}) آنقدر زیاد نباشد که کاهش یاقتن انرژی را حیران 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، $\sum \dot{Q}_{c.v.}/T$ را می‌توان به بیرون برد.

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

اصل افزایش انتروپی
برای حجم کنترل

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

تغییرات انتروپی حجم کنترل نسبت به زمان به اندازه
تغییرات انتروپی محیط نسبت به زمان معکوسه مثبت
است.

حل سؤال قبل براساس اصل افزایش انتروپی در حجم کنترل

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

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

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

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

$$\Rightarrow s_e \geq s_i$$

UFUS

خواص و درج حرارت می تواند با زمان تغییر کنند ولی
نسبت به مکان تغییر نمی کنند (خواص) یعنی در یک
کافه خاص، خواص کاملاً مشخص و ثابت اند.

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

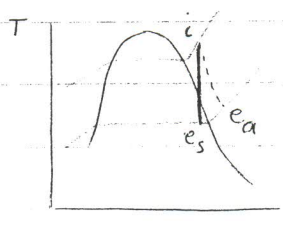
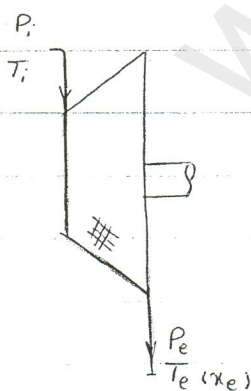
$$= [m_2 S_2 - m_1 S_1]_{c.v.}$$

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

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

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

قانون دوم برای فرایندهایی
که UFUS هستند.



$$\eta_t = \frac{W_{net}}{W_{s}} \rightarrow \text{ایده آل (آدیاباتیست، برگشت پذیر)}$$

$$\eta_t = \frac{h_i - h_e}{h_i - h_{es}}$$

ایده آل

لورین:

تولید کننده کار

یعنی:

برای یخ، چپ به چپ به صورت ad است. ایده آل

آن را به صورت ad، Rev تقریبی کنیم.

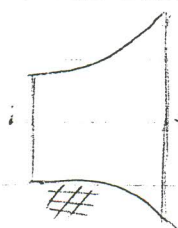
هر چه یخ برداشت پذیرتر باشد، کار فکری صرف می کند.



Rev. است.

$$l_p = \frac{w_s}{w_a} \quad \text{ساخته کار}$$

: Nozzel



$$v_e \gg v_i$$

$$h_i = h_e + \frac{v_e^2}{2}$$

دانه ای از آب بیک در برکت می بیند

$$h_i = h_{es} + \frac{v_{es}^2}{2}$$

ایده آل بی درو و برکت پذیر

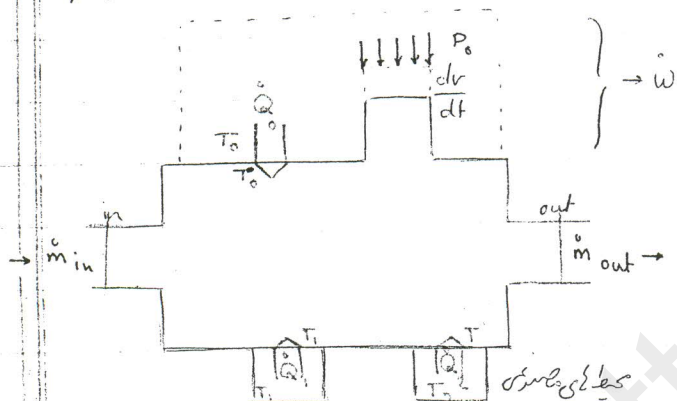
$$\eta_N = \frac{\frac{v_e^2}{2}}{\frac{v_{es}^2}{2}} = \frac{h_i - h_e}{h_i - h_{es}}$$

حالت سیستم

این فصل از کتاب Adrian Bejan تدوین شده

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

حالت US و FSS یک فرایند کامل و جامع است. که حالت های خاص آن به قانون اول و دوم و SFSS می انجامد.



W کل کاری است که بین محیط و این حجم کشید
مستقل می شود.

$$\frac{dE}{dt} = \sum_{i=0}^n \dot{Q}_i - \dot{W} + \sum_{in} \dot{m} h_{in} - \sum_{out} \dot{m} h_{out}$$

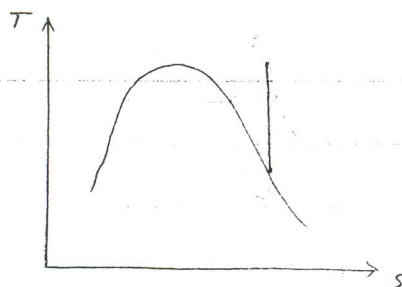
enthalpy $\hat{h} = h + \frac{V^2}{2} + gz$

$$S_{gen} = \frac{ds}{dt} - \sum_{i=0}^n \frac{\dot{Q}_i}{T_i} - \sum_{in} \dot{m} s + \sum_{out} \dot{m} s \geq 0$$

معمولاً است \dot{Q}_0 را بین این دو رابطه حذف کنیم. چون انتقال حرارت با محیط بزرگ ماهرین بررست

$$\dot{W} = - \frac{d}{dt} (E - T_0 s) + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \sum_{in} \dot{m} (\hat{h} - T_0 s) + \sum_{out} \dot{m} (\hat{h} - T_0 s) - T_0 \dot{S}_{gen}$$

$$\dot{W}_{rev} = - \frac{d}{dt} (E - T_0 s) + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \sum_{in} \dot{m} (\hat{h} - T_0 s) - \sum_{out} \dot{m} (\hat{h} - T_0 s)$$



state حرارتی 2s و 2a هم متفاوت است. یعنی w_{rev} مقدار
 کار برشت پذیرین (در حالت 1، 2a را می دهیم که با مقدار کارین
 در حالت 1، 2s متفاوت است.

$$\eta_t = \frac{w_o}{w_s}$$

$$\dot{I} = \dot{w}_{rev} - \dot{w} = T_o \dot{S}_{gen} \geq 0$$

اگر فرایند برشت پذیر باشد، مقدار کار تولیدی کمتر از حالت ایده آل است ولی در حالت طرف دستی
 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.

$$\dot{w}_{rev} = 0 + 0 + \dot{m}_i (h_i - T_o s_i)$$

یا می توان فرض کرد این توربین *adiabatic* است.

$$-\dot{m}_e (h_e - T_o s_e) = \dot{m} (h_i - h_e) - T_o (s_e - s_i)$$

بجای آن کار واقعی را از قانون اول حساب کردیم از رابطه ای که بر اساس قانون دوم بدست آوردیم. چنان
 کاسمی \dot{S}_{gen} مشکل است.

در این حالت می توان برای توربین بازده جدیدی تعریف کرد:
 $\eta_t = \frac{\dot{w}}{\dot{w}_{rev}}$ بازده بر اساس قانون دوم

$$\dot{E}_w = \dot{w} - P_o \frac{dw}{dt}$$

available work

کار قابل دسترس

47

$$\dot{E}_w = -\frac{d}{dt} (E + P_o V - T_o S) + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_o}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \sum_{in} \dot{m} (h - T_o s) - \sum_{out} \dot{m} (h - T_o s) - T_o \dot{s}_{gen}$$

برای SSSF \dot{E}_w با هم تبادلی ندارد.
ولی برای USUF \dot{E}_w می تواند تفاوت باشد.

برای سیستم باز

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

exergy transfer by heat transfer

inflow exergy

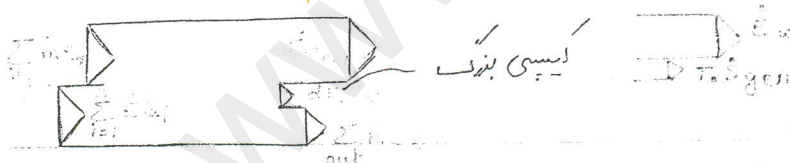
max use but work

$$- \sum_{out} \dot{m} (h - T_o s)$$

out flow exergy

(Exergy) انرژی = انرژی خالص (اکسیر)

حتی اگر ما مصرف انرژی کمتر، انتقال حرارت داشته باشیم، مقداری energy جنب می شود.



تبدیل شدن انرژی

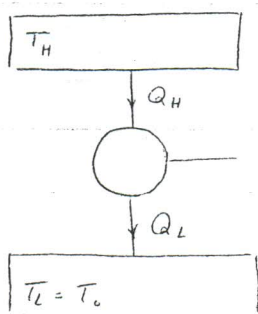
به همش $T_o s_{gen}$ است

که باعث افزایش \dot{E}_w می شود.

چون که در دنیا هیچ

$$\dot{E}_{w_{rev}} = 0 + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_o}{T_i}\right) \dot{Q}_i + 0 + 0$$

$$\dot{E}_{w_{rev}} = \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_o}{T_i}\right) \dot{Q}_i$$



$$\dot{W}_{net} = \dot{E}W_{net} = \left(1 - \frac{T_0}{T_H}\right) \dot{Q}_H$$

$$\eta_H = \frac{\dot{W}_{net}}{\dot{Q}_H} = 1 - \frac{T_0}{T_H}$$

حساب سیست و سیم

$$\dot{W}_{c.v.} = - \frac{d}{dt} (E - T_0 S) + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \sum_{in} \dot{m} (h - T_0 S) - \sum_{out} \dot{m} (h - T_0 S) - T_0 \dot{S}_{gen}$$

$$\dot{W}_{rev} = - \frac{d}{dt} (E - T_0 S) + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \sum_{in} \dot{m} (h - T_0 S) - \sum_{out} \dot{m} (h - T_0 S)$$

در سیست $I = \dot{W}_{rev} - \dot{W}_{c.v.}$

available work $\dot{E}W_{av} = \dot{W}_{rev} - P_0 \frac{dv}{dt}$

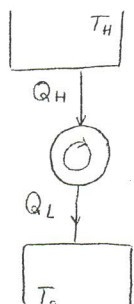
$$= - \frac{d}{dt} (E + P_0 v - T_0 S) + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \sum_{in} \dot{m} (h - T_0 S) - \sum_{out} \dot{m} (h - T_0 S) - T_0 \dot{S}_{gen}$$

چیفه ترمودینامیکس :

$$\dot{W}_{rev} = \dot{E}W_{rev} = \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i$$

نه حجم دوری نه حریفه داریم
نه حجم حدودی

در اینجا انتقال حرارت از محیط را جابجا می کنیم تا از 1 شروع می شود.



$$\dot{W}_{rev} = \left(1 - \frac{T_0}{T_H}\right) \dot{Q}_H$$

$$\eta_{th} = \frac{\dot{W}_{rev}}{\dot{Q}_H} = 1 - \frac{T_0}{T_H}$$

سقف رانندگی ماشین خودرو

$$\eta = \frac{\dot{E}_w}{(\dot{E}_w)_{rev}}$$

نسبت بهینه توان به توان
در این رابطه، انتقال را نشان می‌دهد.

سیستم

$$\rightarrow {}_1W_{rev2} = - \left[(E_2 - T_0 S_2) - (E_1 - T_0 S_1) \right]$$

از رابطه توان انتقال
گرفته ایم.

$$+ \sum_{i=1}^n \dot{E}Q_i$$

اگر انتقال حرارت با دمای محیط می‌باشد،
Energy transfer داریم، باید فرض کنیم در این حالت، تبادل energy داریم.

$$(\dot{E}_w)_{rev} = - \left[m_2 (e_2 + P_0 v_2 - T_0 s_2) - m_1 (e_1 + P_0 v_1 + T_0 s_1) \right]$$

$$+ \sum_{i=1}^n \dot{E}Q_i$$

$$e = u + \frac{v^2}{2} + gz$$

$$I_{12} = {}_1W_{rev2} - {}_1W_2$$

$$\rightarrow {}_1W_2 = Q_{12} + E_1 - E_2$$

انتقال انرژی 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 بهینه‌سازی در این سیستم

49

: SSSF

$$\dot{W}_{rev} = (\dot{E}W)_{rev} = \sum \dot{E}Q_i + \sum_{in} \dot{m}(h - T_o s) - \sum_{out} \dot{m}(h - T_o s)$$

$$\dot{I} = \dot{W}_{rev} - \dot{W}_{c.v.}$$

$$\dot{W}_{c.v.} = \dot{Q}_{c.v.} + \sum_{in} \dot{m}(h) - \sum_{out} \dot{m}(h)$$

$$\dot{I} = - \sum \frac{T_o}{T_i} \dot{Q}_i + T_o \left(\sum_{out} \dot{m} s - \sum_{in} \dot{m} s \right)$$

: UFUS

$$\begin{aligned} (\dot{W}_{rev})_2 &= - [m_2 (e_2 - T_o s_2) - m_1 (e_1 - T_o s_1)]_{c.v.} \\ &+ \sum \dot{E}Q_i + \sum_{in} \dot{m}(h - T_o s) - \sum_{out} \dot{m}(h - T_o s) \end{aligned}$$

در حالت
توازن
حرارة اسم

$$\dot{I} = \dot{W}_{rev 2} - \dot{W}_{c.v.}$$

$$\dot{W}_{c.v.} = \dot{Q}_{c.v.} + \sum_{in} \dot{m}(h) - \sum_{out} \dot{m} h + m_1 e_1 - m_2 e_2$$

$h + \frac{V^2}{2} + gz \quad \quad \quad u + \frac{V^2}{2} + gz$

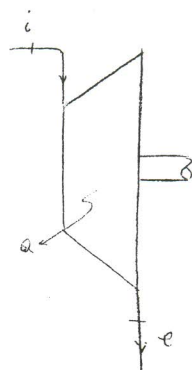
$$\dot{I} = T_o \left(\sum_{out} \dot{m} s - \sum_{in} \dot{m} s \right) + m_2 T_o s_2 - m_1 T_o s_1 - \sum \frac{T_o}{T_i} \dot{Q}_i$$

availability
Exergy

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

$$P_i = 4\text{ MPa}$$

$$V_i = 2\text{ cm}^3/\text{s}$$



$$V_e = 0$$

dead
point

$$z_e = 0$$

$$T_e = T_c$$

$$P_e = P_0$$

$$(\dot{E}_w)_{rev} = \sum_{i=0}^n \dot{E}Q_i + \sum_{in} \dot{m} (h_i - T_c s_i) - \sum_{out} \dot{m} (h_i - T_c s_i)$$

مقدار کار در حالت پدیده قابل دسترس در بین زمانی است Max است
که شرایط خروجی min شود (min حالت خروجی زمانی است
که شرایط خروجی به شرایط محیط نزدیک شود)

بخار خروجی حالت در دسترس (III) انجام کار دیگر ندارد (یعنی حرکت
کمی که می توانسته را در توربین انجام داده)

$$\psi = (h - T_c s + \frac{1}{2} V^2 + gz) - (h_0 - T_c s_0 + 0 + 0)$$

availability → (کار در دسترس)

Flow ex

بهای با شرایط $\left\{ \begin{array}{l} T = 300^\circ\text{C} \\ P = 4\text{ MPa} \end{array} \right.$ کار در دسترس و شرایط آن چقدر است؟

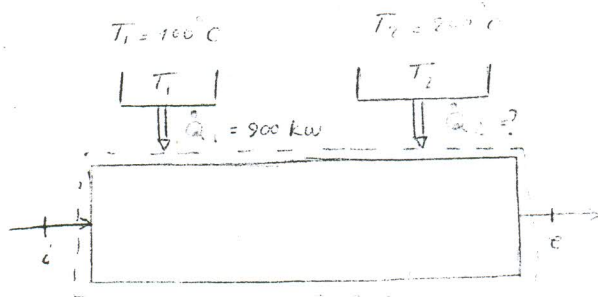
$$(\dot{E}_w)_{rev} = + \dot{m} (e_1 + P_0 v_1 - T_c s_1) + \dot{m} (e_2 + P_0 v_2 - T_c s_2) + \sum \dot{E}Q_i$$

$$\max (\dot{E}_w)_{rev}$$

$$\phi = (e + P_0 v - T_c s) - (e_0 + P_0 v_0 - T_c s_0)$$

availability → کار در دسترس

non flow energy



$$T_0 = 298 \text{ K}$$

$$\dot{m} = 5 \text{ kg/s}$$

$$P_e = 5 \text{ MPa}$$

$$P_i = 5 \text{ MPa}$$

$$T_e = 180^\circ \text{C}$$

$$T_i = 40^\circ \text{C}$$

مقدار، در دست پیر و در دست اندری ؟

دفعه دوم در این مثال، هم مقدار در دست پیر و در دست اندری را می‌خواهیم. $\dot{E}_w = \dot{W}_{rev}$ عمل می‌کند.

$$(\dot{E}_w)_{rev} = \dot{W}_{rev} = \sum_{in} \dot{E} Q_i + \sum_{in} \dot{m} (h + \frac{v^2}{2} + gz - T_0 s) - \sum_{out} \dot{m} (h + \frac{v^2}{2} + gz - T_0 s)$$

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

$$\dot{W}_{rev} = T_0 (S_e - S_i) - (\dot{h}_e - \dot{h}_i) + \dot{q}_1 (1 - \frac{T_0}{T_1}) + \dot{q}_2 (1 - \frac{T_0}{T_2})$$

$$\begin{cases} h_i = 171.95 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} \\ S_i = 0.5705 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \end{cases}$$

مقدار، در دست پیر و در دست اندری = هم از Compressed liq. مقدار

$$\begin{cases} h_e = 765.2 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} \\ S_e = 2.134 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \end{cases}$$

$$\dot{q}_1 = \frac{900 \frac{\text{kJ}}{\text{s}}}{5 \frac{\text{kg}}{\text{s}}} = 180 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$\dot{Q}_1 + \dot{Q}_2 + \dot{m}_i h_i = \dot{m}_e h_e \quad \dot{m}_i = \dot{m}_e = \dot{m} \quad \dot{Q}_2 = ?$$

$$\dot{q}_1 + \dot{q}_2 + \dot{h}_i = \dot{h}_e$$

$$\dot{q}_2 = 413.29 \frac{\text{kJ}}{\text{kg water}}$$

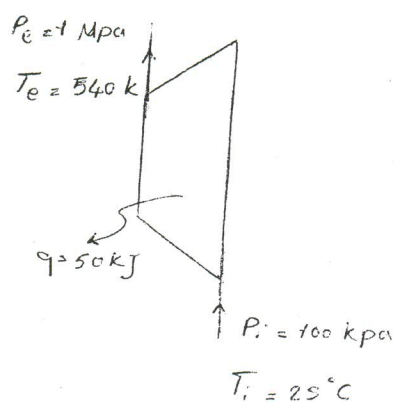
$$\dot{W}_{rev} = 62 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$i = w_{rev} - w_{c.v} = 62 \frac{\text{kJ}}{\text{kg water}}$$

$$I = - \sum \frac{T_0}{T_i} \dot{Q}_i + T_0 (\sum \dot{m}_s - \sum \dot{m}_s)$$

$$I = - \frac{T_0}{T_1} \dot{Q}_1 - \frac{T_0}{T_2} \dot{Q}_2 + T_0 \dot{m} (s_e - s_i)$$

$$i = - \frac{T_0}{T_1} q_1 - \frac{T_0}{T_2} q_2 + T_0 (s_e - s_i)$$



$$P_e = 100 \text{ kPa}$$

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

کمپرسور هوا

چون دمای هوای ورودی نسبت به دمای هوای خروجی است، انتقال حرارتی از هوای ورودی به هوای خروجی صورت می گیرد.

$$w_{rev} = T_0 (s_e - s_i) - (h_e - h_i) + q \left(1 - \frac{T_0}{T_i} \right)$$

$$T_i = T_0$$

$$s_e - s_i = s_{T_e} - s_{T_i} - R \ln \frac{P_e}{P_i}$$

$$h_i = 298.6 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$h_e = 544.7 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$s_{T_i} = 6.8031 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$$

$$s_{T_e} = 7.466 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_{r2}}{P_{r1}} \quad \text{رابطه مربوط به حالت}$$

استوپی ثابت است و اینجا غلط است !!

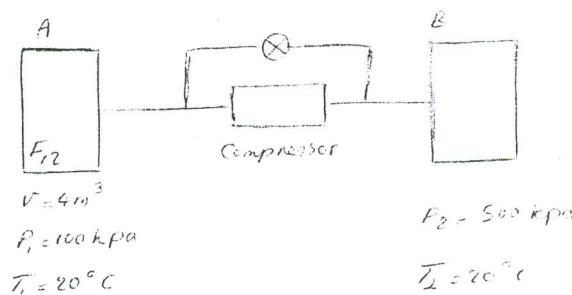
$$w_{c.v} = h_i - h_e + q = 298.6 - 544.7 - 50 = -296.1 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$w_{rev} = -263.3 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$\eta_{th} = \frac{w_{rev}}{w_{c.v}} = \frac{263.3}{296.1}$$

چون کمپرسور مصرف کننده است، بازده آن از رابطه زیر بدست می آید.

51



$\eta_{\text{comp}} = 15 - 40\%$
 $\eta = 15\%$
 $\eta_{\text{ref}} = 20 - 45\%$

$T_0 = 20^\circ \text{C}$

انتقال درجه حرارت می باشد. در این سیستم، F_{12} را یک سیستم می گیریم.

$$\left(\frac{W_{\text{rev}}}{2} \right) = (u_1 - u_2) - T_0 (S_1 - S_2)$$

$$u_1 = 183.979 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$u_2 = 179.11 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$S_1 = 0.8275 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$$

$$S_2 = 0.6999 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$$

$$\left(\frac{W_{\text{rev}}}{2} \right) = -32.54$$

$$m = \frac{V_A}{v_1} = \frac{4}{0.197277} = 20.276 \text{ kg}$$

$$\left(\frac{W_{\text{rev}}}{2} \right) = -659.8 \text{ kJ}$$

شیر bypass را که باز کنیم، در این صورت، در یک حالت تعادل موجود می آید. اگر در حالت تعادل، در این حالت 2 تا 3 را مقایسه کنید.

$$\left(\frac{W_{\text{rev}}}{3} \right) = u_2 - u_3 - T_0 (S_2 - S_3)$$

پس از باز کردن شیر، تعادل می آید. همان 20°C است.

$$V_B = m v_{2B} = 20.276 (0.35646) = 0.7228 \text{ m}^3$$

$$V_3 = V_A + V_B = 4.7228$$

$$v_3 = \frac{V_3}{m} = 0.23292 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$\rightarrow P_3 = 91.2 \text{ kPa}$$

$$S_3 = 0.8363$$

$$u_3 = 182.6$$

در

$$\frac{(w_{rev})}{2} = 36.5 \frac{kJ}{kg}$$

مقدار کار برگشت پذیر را بدست آورید.

$$I = (w_{rev}) - \frac{w}{2} = 36.5 \frac{kJ}{kg} \quad I = m \cdot i = 740 \text{ kJ}$$

در حالت 3 و 2 فقط شیب داریم و از جدول 1 پیدا می شود تغییر انترپی بین 3 و 2 با خطی نامرئی است.

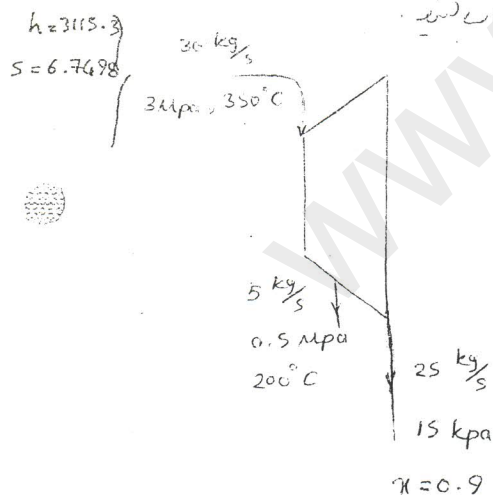
$$\frac{I}{2} = m T_o (S_3 - S_2) - \sum \frac{Q_i}{T_i} \quad T_i = T_o$$

$$- \frac{Q_3}{2}$$

$$\frac{Q_3}{2} = m(u_3 - u_2) + \frac{w}{2} = 70.7 \text{ kJ}$$

$$\frac{I}{2} = 20.276 \times 293.15 \times (0.8363 - 0.6979) - 70.7 = 740 \text{ kJ}$$

توسیع بخار: مقدار energy کار و دمای ورودی را حساب کنید.



availability یا انرژی که از حالت پتانسیل است. در این مثال مثلاً برای بخار ورودی flow energy مناسبی نیستیم در حالی که اگر در یک فضای بسته بود non flow energy به دست می آوردیم.

اگر شرایط محیط را بنویسیم: $T_o = 25^\circ\text{C}$ $P_o = 0.1 \text{ MPa}$

$$\psi = (h - h_o) - T_o (S - S_o) + \frac{V^2}{2} + g(z - z_o)$$

$$\text{کار } h_o = 104.9 \frac{kJ}{kg}$$

$$S_o = 0.3674$$

$$\psi_1 = (3115.3 - 104.9) - 298.15 (6.7428 - 0.3674) = 1109.6 \frac{kJ}{kg}$$

52

$$\psi_2 = 755.3 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

در این حالت، در فرمول می‌گذاریم.

$$\psi_3 = 195$$

.....

$$w_{\text{new}} = \sum m_i \psi_i - \sum m_e \psi_e \rightarrow w_{\text{new}} = 821.2 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

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

$$v = 0.49 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$h = 172.1 \text{ kJ/kg}$$

$$s = 6.25 \text{ kJ/kg/K}$$



4

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

| | |
|----------------------|---|
| $\delta T, \Delta T$ | temperature difference (Table 3.1) |
| ΔP | pressure drop |
| η_1 | first-law efficiency [eq. (3.20)] |
| η_2 | 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 |
| $()_{\infty}$ | 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. Poncela, 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, *Eksergeticheskii 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 .

$$\frac{\dot{S}_{\text{gen}}}{\dot{m}c_p} \cong x(1-x)\left(\frac{T_1 - T_2}{T_1}\right)^2 + x \frac{R}{c_p} \left(\frac{P_1 - P_3}{P_3}\right) + (1-x) \frac{R}{c_p} \left(\frac{P_2 - P_3}{P_3}\right) \geq 0 \quad (3.74)$$

and the case of an *incompressible liquid* with known constants v and c :

$$\frac{\dot{S}_{\text{gen}}}{\dot{m}c} \cong \frac{1}{2} x(1-x) \left(\frac{T_1 - T_2}{T_1}\right)^2 + x \frac{v}{cT_1} \left(\frac{P_1 - P_3}{P_3}\right) + (1-x) \frac{v}{cT_1} \left(\frac{P_2 - P_3}{P_3}\right) \geq 0 \quad (3.75)$$

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 | 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 exergy [J/kg], [eq. (3.43)] |
| E_x | flow exergy [J], [eq. (3.43)] |
| F_D | drag force |
| h^o | specific methalpy [J/kg], [eq. (1.23)] |
| H^o | methalpy [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)] |

$$F_D U_\infty = \frac{dU}{dt} \quad (3.64)$$

$$\dot{S}_{\text{gen}} = \frac{dS}{dt} \geq 0 \quad (3.65)$$

The incremental changes in the fluid reservoir's internal energy and entropy are related by (Table 4.3):

$$dU = T_\infty dS - P_\infty dV \quad (3.66)$$

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

$$\dot{S}_{\text{gen}} = \frac{F_D U_\infty}{T_\infty} \quad (3.67)$$

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 |

$$\dot{m}_1 + \dot{m}_2 = \dot{m}_3 \quad (3.68)$$

$$\dot{m}_1 h_1 + \dot{m}_2 h_2 = \dot{m}_3 h_3 \quad (3.69)$$

$$\dot{S}_{\text{gen}} = -\dot{m}_1 s_1 - \dot{m}_2 s_2 + \dot{m}_3 s_3 \quad (3.70)$$

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

$$h_3 - h_1 \cong T(s_3 - s_1) + v(P_3 - P_1) \quad (3.71)$$

so that, taken together, eqs. (3.68)–(3.70) yield

$$\begin{aligned} \frac{1}{\dot{m}_3} \dot{S}_{\text{gen}} \cong & x \left[\frac{1}{T} (h_3 - h_1) - \frac{v}{T} (P_3 - P_1) \right] \\ & + (1-x) \left[\frac{1}{T} (h_3 - h_2) - \frac{v}{T} (P_3 - P_2) \right] \end{aligned} \quad (3.72)$$

Is this last expression, x represents the fraction contributed by the \dot{m}_1 stream to the final mixed stream \dot{m}_3 :

$$x = \frac{\dot{m}_1}{\dot{m}_3} \quad \text{hence} \quad 1-x = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_3} \quad (3.73)$$

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 encased 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 $T_H \neq T_L$ (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:

$$\dot{S}_{\text{gen}} = \frac{\dot{Q}}{T_L} - \frac{\dot{Q}}{T_H} = \frac{\dot{Q}}{T_L T_H} (T_H - T_L) \geq 0 \quad (3.52)$$

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 $\dot{S}_{\text{gen}} \geq 0$ 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

$$\dot{W}_{\text{lost}} = \left(1 - \frac{T_L}{T_H}\right) \dot{Q} \quad (3.53)$$

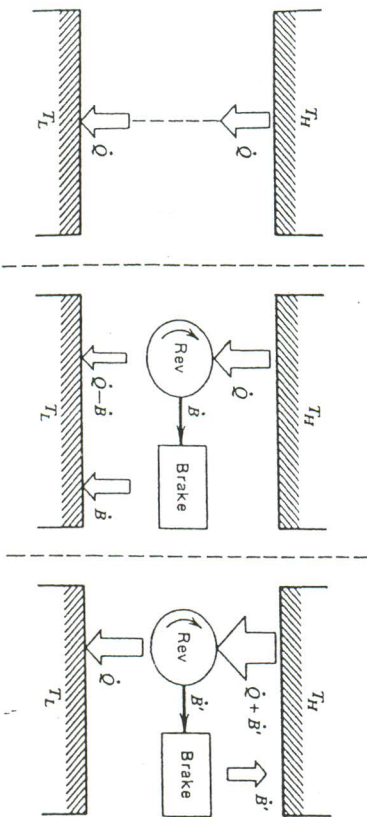


Figure 3.16 The destruction of useful work in the temperature gap crossed by a heat transfer interaction [22].

or, in view of eq. (3.52), $\dot{W}_{\text{lost}} = T_L \dot{S}_{\text{gen}}$. 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, $\dot{S}_{\text{gen}} = \dot{Q} \Delta T / T^2$ |
|---|------------------------------------|-------------------------------|--|
| 1. Heat transfer augmentation (thermal contact enhancement) | Reduced | Fixed | Reduced |
| 2. Thermal insulation (heat leak minimization) | Fixed | Reduced | Reduced |

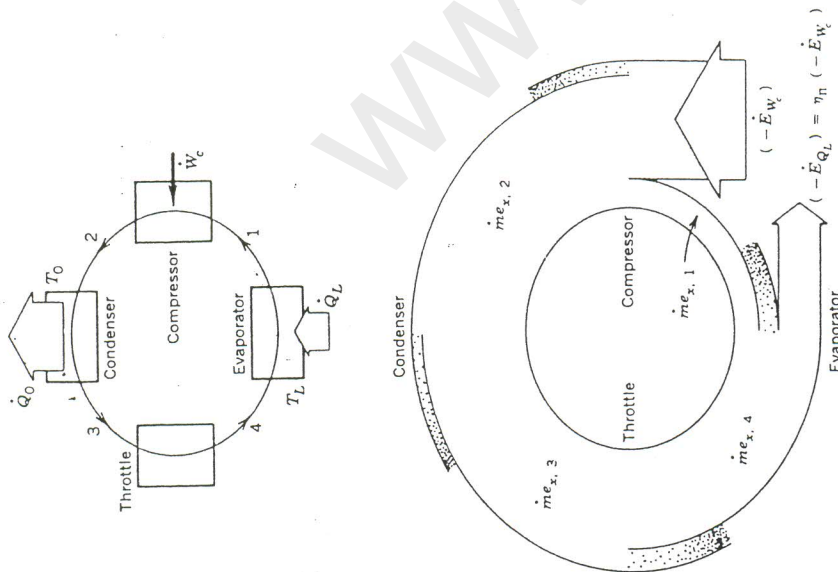


Figure 3.15 The conversion and partial destruction of exergy around a simple vapor-compression refrigeration cycle. Top: the traditional notation and energy-interaction diagram. Bottom: the exergy flow diagram and the definition of second-law efficiency.

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, $\dot{m}e_{x,3}$, 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} , to the ambient, the exergy flow associated with \dot{Q} , 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 $\dot{m}e_{x,3}$ into shaft work:

$$\dot{E}_w = \dot{W}_t = \dot{m}e_{x,3} - \dot{m}e_{x,4} - T_0 \dot{S}_{\text{gen,turbine}} \quad (3.46)$$

The remaining fraction is either passed on to the condenser or is lost through irreversibility. Clearly, the fraction $\dot{W}_t/\dot{m}e_{x,3}$ 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:

$$0 = \dot{m}e_{x,4} - \dot{m}e_{x,1} - T_0 \dot{S}_{\text{gen,condenser}} \quad (3.47)$$

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 $\dot{m}e_{x,1}$ 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 , and $\dot{E}_w (= \eta_{II} \dot{E}_Q)$. 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 minimization¹ 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

$$(\dot{E}_w)_{\text{rev}, T_0 \text{ only}} = \dot{m}e_x \quad (3.48)$$

because the would-be outlet flow exergy $\dot{m}e_{x,0}$ is by definition zero, eq. (3.43). It is assumed that the environmental temperature reservoir is the 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].

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

$$2 \frac{\xi}{c_v T_0} = \tau^2 + \frac{R}{c_v} (\pi - \tau)^2 \quad (3.38)$$

where $\tau = (T - T_0)/T_0$, and $\pi = (P - P_0)/P_0$. Near point (T_0, P_0) in the

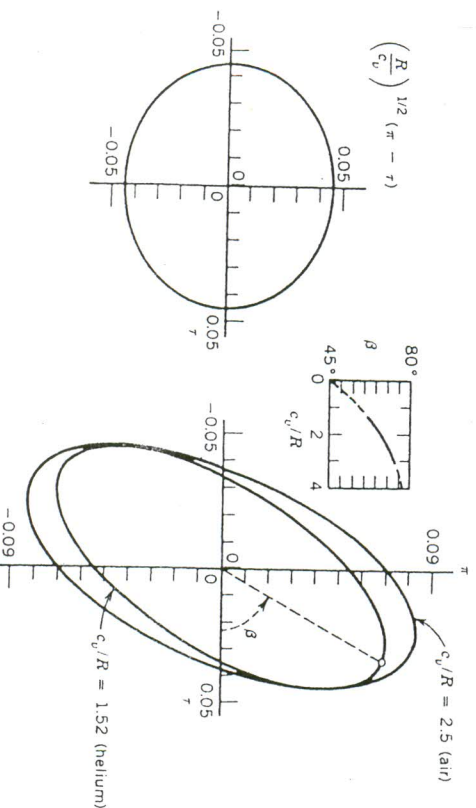


Figure 3.13 The shape of constant nonflow exergy lines for an ideal gas in the limit $T \rightarrow T_0$, $P \rightarrow P_0$. All curves correspond to $\xi/c_v T_0 = 10^{-3}$. Note also the dimensionless notations $\tau = (T - T_0)/T_0$ and $\pi = (P - P_0)/P_0$.

(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

$$\dot{E}_w = \sum_{i=1}^n (\dot{E}_Q)_i + \sum_{\text{in}} \dot{m}b - \sum_{\text{out}} \dot{m}b - T_0 \dot{S}_{\text{gen}} \quad (3.39)$$

where the new property (B, b) is the *flow availability* measured at each port [11]:

$$\begin{aligned} B &= H^\circ - T_0 S \\ b &= h^\circ - T_0 s \end{aligned} \quad (3.40)$$

Since in many cases the bulk methalpy h° 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 (\dot{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

$$\dot{E}_w = \sum_{i=1}^n (\dot{E}_Q)_i + \sum_{k=1}^r [(\dot{m}b)_{\text{in}}]_k - (\dot{m}b)_{\text{out}}]_k - T_0 \dot{S}_{\text{gen}} \quad (3.41)$$

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

$$\xi = c_v T_0 \left(\frac{T}{T_0} - 1 - \frac{c_p}{c_v} \ln \frac{T}{T_0} \right) + R T_0 \left[\left(\frac{T}{T_0} \right) \left(\frac{P_0}{P} \right) - 1 - \ln \frac{P_0}{P} \right] \quad (3.37)$$

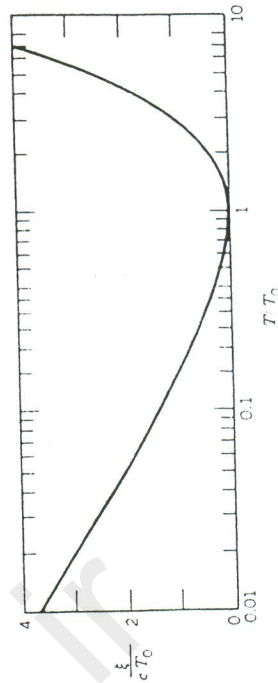


Figure 3.12 The specific nonflow exergy of an incompressible liquid.

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:

$$\eta_{II} = \frac{(-E_W)_{\text{rev}}}{(-E_W)} = \frac{(-E_{Q_H})}{(-E_{Q_H}) + T_L S_{\text{gen}}} \quad (3.27)$$

Since $(-E_{Q_H})$ and $T_L S_{\text{gen}}$ 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:

$$\text{COP} = \frac{\dot{Q}_H}{\dot{W}} = \frac{\eta_{II}}{1 - T_L/T_H} \quad (3.28)$$

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

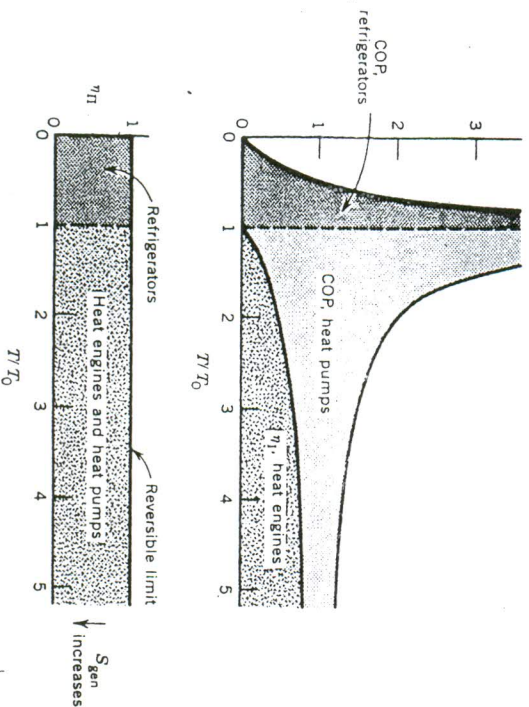


Figure 3.11 The range of values taken by the first-law and second-law efficiencies of heat engines, refrigerators, and heat pumps.

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 $t = t_2$:

$$E_W = A_1 - A_2 + \sum_{i=1}^n (E_{Q_i}) - T_0 S_{\text{gen}} \quad (3.29)$$

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 $(E_Q)_i$ 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

$$(E_W)_{\text{rev}, T_0 \text{ only}} = A - A_0 \quad (3.31)$$

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:

$$\eta_{II} = \frac{(-E_W)_{\text{rev}}}{(-E_W)} = \frac{(-E_{Q_L})}{(-E_{Q_L}) + T_H S_{\text{gen}}} \quad (3.24)$$

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:

$$\text{COP} = \frac{Q_L}{W} = \frac{\eta_{II}}{T_H/T_L - 1} \quad (3.25)$$

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.

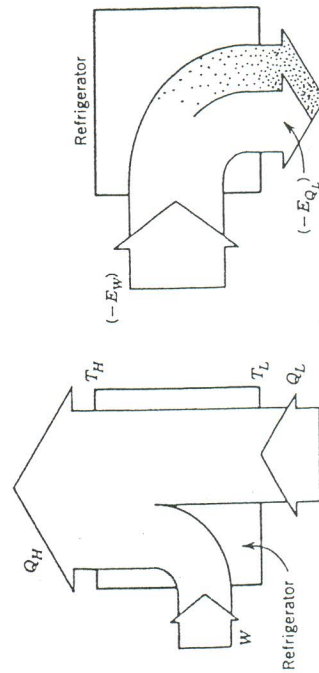


Figure 3.9 Energy conservation versus exergy destruction during a refrigeration cycle.

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:

$$W = \left(1 - \frac{T_L}{T_H} \right) Q_H + W_{\text{lost}} \quad (3.26')$$

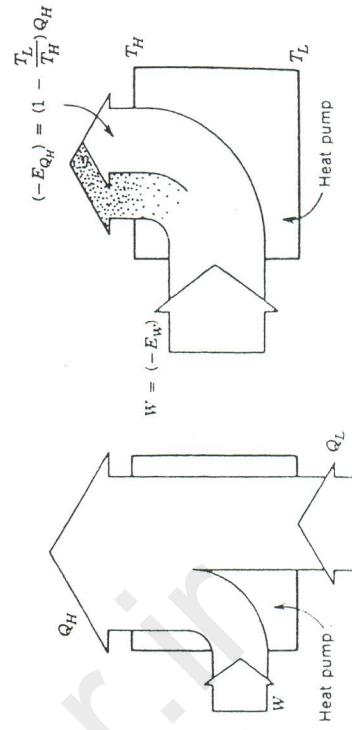


Figure 3.10 Energy conservation versus exergy destruction during a heat-pumping cycle.

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

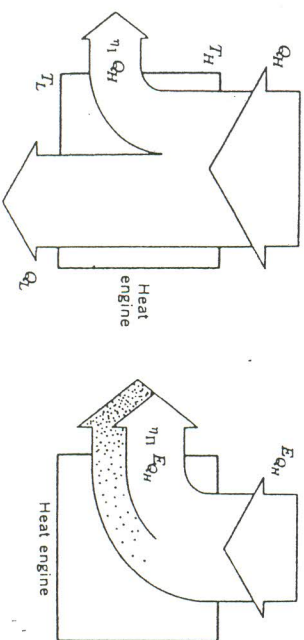


Figure 3.7 The relationship between the first-law efficiency (also called "heat-engine" efficiency) and the second-law efficiency during a heat-engine cycle.

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

$$W_{\text{lost}} = E_{Q_L} - E_W = Q_L \left(1 - \frac{T_H}{T_L}\right) - (-W) \quad (3.23)$$

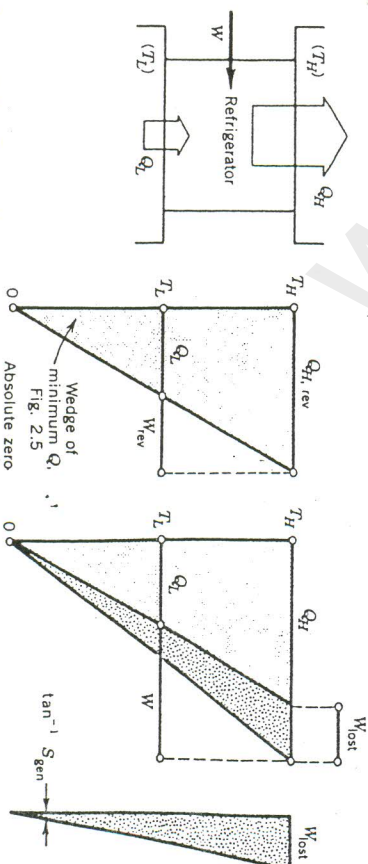


Figure 3.8 Triangular diagram showing the occurrence of lost available work and entropy generation during a refrigeration cycle (after Bejan [9]).

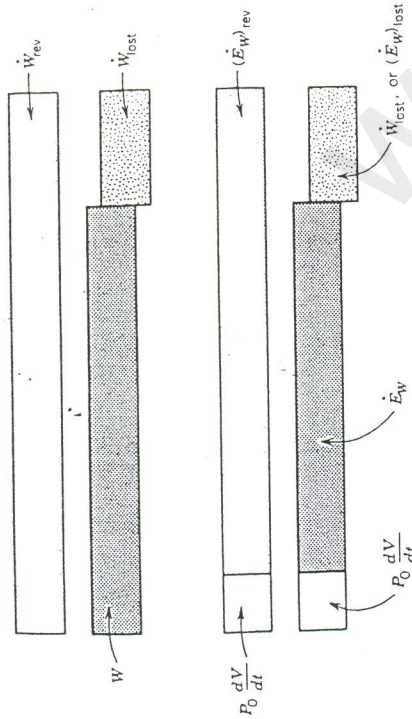


Figure 3.5 The relationship between work transfer \dot{W} , available work \dot{E}_w , and lost available work \dot{W}_{lost} or $(\dot{E}_w)_{\text{lost}}$.

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

$$(\dot{E}_w)_{\text{rev}} = \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i \quad (3.13)$$

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

$$\dot{E}_Q = \dot{Q} \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) \quad (3.14)$$

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

$$\dot{W}_{\text{lost}} = \sum_{i=1}^n (\dot{E}_Q)_i - \dot{E}_w \quad (3.15)$$

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, \dot{Q}_H , \dot{Q}_L , and \dot{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

$$\dot{Q}_H - \dot{Q}_L - \dot{W} = 0 \quad (3.16)$$

$$\dot{S}_{\text{gen}} = \frac{\dot{Q}_L}{T_L} - \frac{\dot{Q}_H}{T_H} \geq 0 \quad (3.17)$$

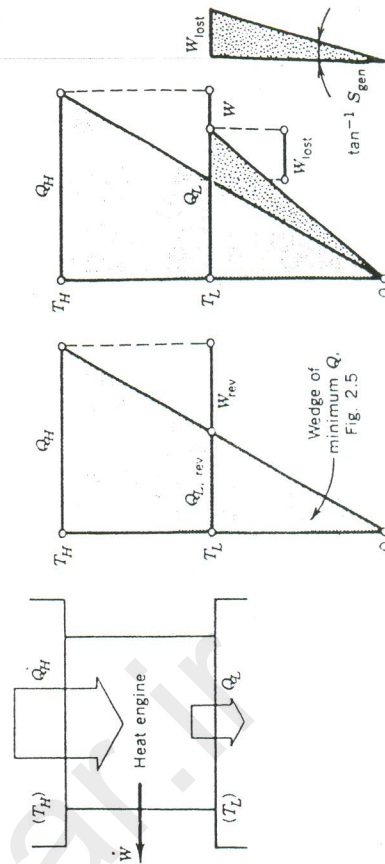


Figure 3.6 Triangular diagram showing the occurrence of lost available work and entropy generation during a heat-engine cycle (after Bejan [9])

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):

$$\begin{aligned} (\dot{E}_w)_{rev} = & \underbrace{-\frac{d}{dt}(E + P_0 V - T_0 S)}_{\text{Maximum delivery of useful (available) mechanical power}} + \underbrace{\sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i}_{\text{Exergy transfer via heat transfer}} \\ & + \underbrace{\sum_{in} \dot{m}(\dot{h}^o - T_0 s) - \sum_{out} \dot{m}(\dot{h}^o - T_0 s)}_{\text{Intake of flow exergy via mass flow} \quad \text{Release of flow exergy via mass flow}} \end{aligned} \quad (3.11)$$

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

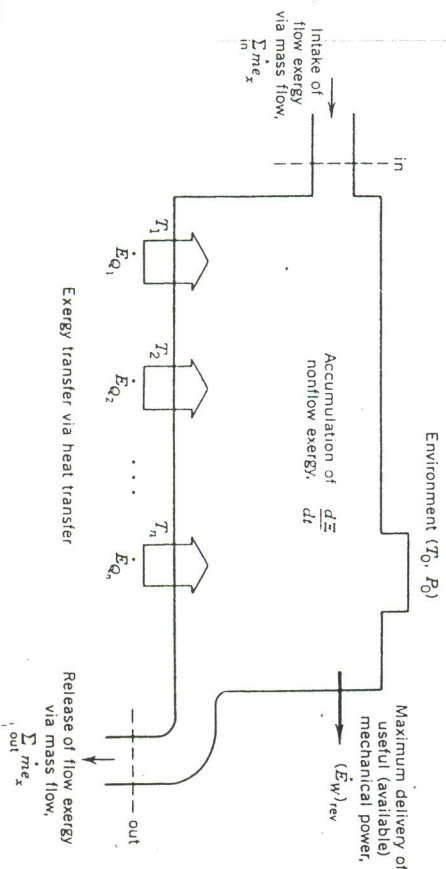


Figure 3.3 The exergy accounting "balance" that rules the open system of Fig. 3.1 in the reversible operation limit.

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.

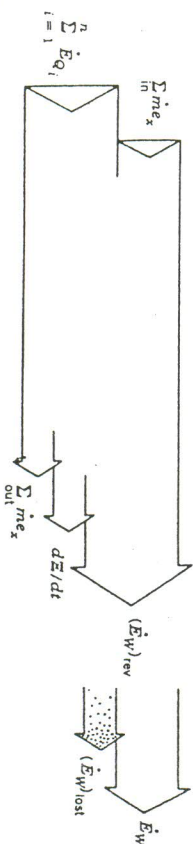


Figure 3.4 Alternative to the exergy accounting of Fig. 3.3, showing how the lost exergy ruins the balance between exergy inflow and exergy outflow.

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

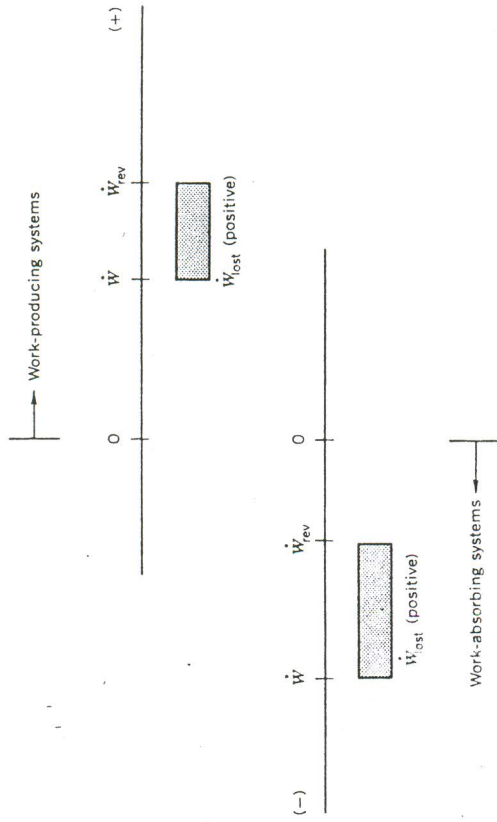


Figure 3.2 \dot{W} and \dot{W}_{rev} can be either positive or negative, whereas \dot{W}_{lost} can only have one sign.

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 ,

$$\begin{aligned} \dot{E}_w &= \dot{W} - P_0 \frac{dV}{dt} \\ &= -\frac{d}{dt} (E + P_0 V - T_0 S) + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i \\ &\quad + \sum_{in} \dot{m}(h^o - T_0 S) - \sum_{out} \dot{m}(h^o - T_0 S) - T_0 \dot{S}_{gen} \end{aligned} \quad (3.9)$$

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

$$\frac{dE}{dt} = \sum_{i=0}^n \dot{Q}_i - \dot{W} + \sum_{\text{in}} \dot{m}h^o - \sum_{\text{out}} \dot{m}h^o \quad (3.1)$$

$$\dot{S}_{\text{gen}} = \frac{dS}{dt} - \sum_{i=0}^n \frac{\dot{Q}_i}{T_i} - \sum_{\text{in}} \dot{m}s + \sum_{\text{out}} \dot{m}s \geq 0 \quad (3.2)$$

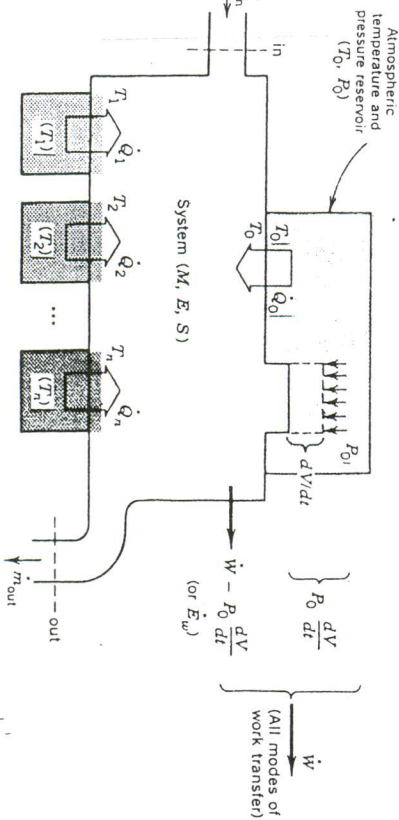


Figure 3.1 Open system in communication with the atmosphere and n additional heat reservoirs.

where the methalpy symbol h^o 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} :

$$\dot{W} = -\frac{d}{dt} (E - T_0 S) + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \sum_{\text{in}} \dot{m}(h^o - T_0 s) - \sum_{\text{out}} \dot{m}(h^o - T_0 s) - T_0 \dot{S}_{\text{gen}} \quad (3.3)$$

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:

$$\dot{W}_{\text{rev}} = -\frac{d}{dt} (E - T_0 S) + \sum_{i=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_i}\right) \dot{Q}_i + \sum_{\text{in}} \dot{m}(h^o - T_0 s) - \sum_{\text{out}} \dot{m}(h^o - T_0 s) \quad (3.4)$$

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 .

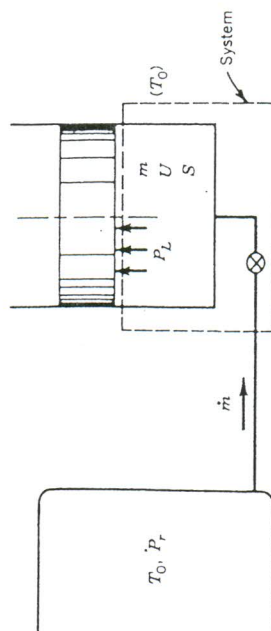


Figure P2.14

Consider the open system indicated by the dashed box in the figure. Calculate the entropy generated inside it during a finite excursion 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*



WILEY

A WILEY-INTERSCIENCE PUBLICATION

JOHN WILEY & SONS

New York • Chichester • Brisbane • Toronto • Singapore