

## 23.2 Vergleichsprozesse für Turbinenkraftmaschinen

Kolbenmaschinen sind wegen hoher mechanischer Beanspruchungen - hohe Drücke, Schwingungsprobleme- bauartbedingt relativ schwer. Ihre mechanische Grenzbelastbarkeit setzt auch eine Grenze für ihre Maximalleistung.

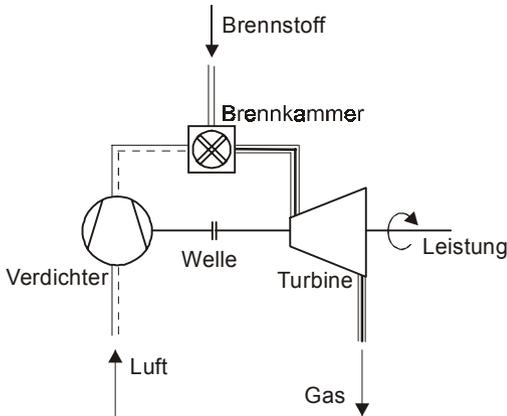
Die letzte Generation der in Flugzeuge eingebauten Kolbenmotoren hatten Leistungen von etwa 3000 kW. Schiffsdieselmotoren erreichen Leistungen bis etwa 20000 kW.

Die in stationären Kraftwerken installierte Leistung liegt in der Größenordnung von Gigawatt. Leistungen dieser Größenordnung lassen sich nur mit Turbomaschinenanlagen erzeugen.

### 23.2.1 Joule-Prozeß der einfachen Gasturbinenanlage

Eine Gasturbinenanlage besteht in der einfachsten Version aus einem Verdichter, einer Brennkammer, einer Turbine, Kraftstoffleitungen und Frischluft- und Abgasrohren. Bild 23.6 zeigt den schematischen Aufbau.

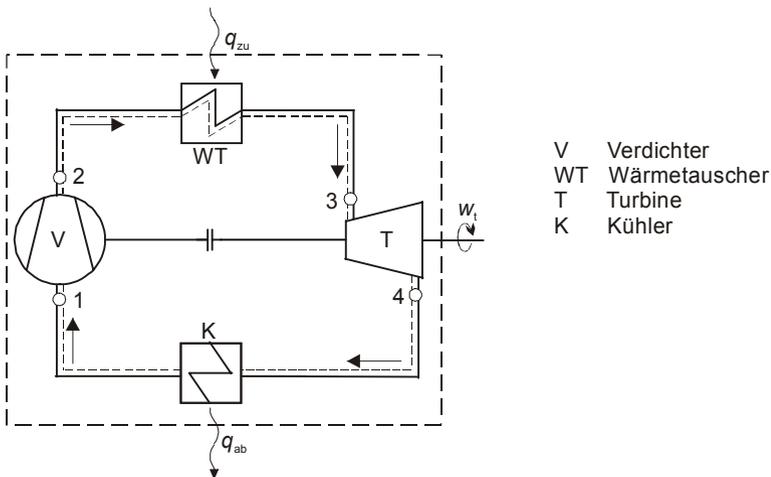
Die angesaugte Luft wird verdichtet und in der Brennkammer mit Dieselöl, Kerosin oder Petroleum zu einem Gemisch aufbereitet, das ohne Fremdzündung bei nahezu konstantem Druck verbrennt. Die heißen Gase expandieren in der Turbine unter Arbeitsabgabe und strömen danach in die Umgebung. Die Turbine ist durch eine Welle mit dem Verdichter verbunden, an den sie einen Teil der Leistung abgibt. Der Leistungsüberschuß steht als Nutzleistung zur Verfügung. Die Gasturbinenanlage ist der Bauart nach ein offenes System. Für den Vergleichsprozeß geht man aber von einem geschlossenem System aus. Luft- und Abgasleitung werden kurzgeschlossen. In der Gasturbinenanlage des Vergleichsprozesses durchläuft das als ideales Gas angenommene Arbeitsfluid einen geschlossenen Kreislauf. Die Verbrennung wird durch eine isobare Wärmezufuhr ersetzt, der mit



**Bild 23.6.** Schaltbild der einfachen Gasturbinenanlage

dem Abgas abtransportierte Energiestrom wird durch Wärmeabgabe in einem isobar durchströmten Wärmetauscher hinter der Turbine simuliert (vgl. Bild 23.7). Verdichter und Turbine können mit guter Näherung als adiabate Systeme behandelt werden. Sie werden so schnell durchströmt, daß der Wärmeaustausch mit der Umgebung vernachlässigbar ist.

Der Gasturbinenvergleichsprozess wurde von Joule vorgeschlagen. Er besteht aus zwei Isentropen für Kompression und Expansion und zwei Isobaren für den Wärmetausch.



- V Verdichter
- WT Wärmetauscher
- T Turbine
- K Kühler

**Bild 23.7.** Gasturbinenanlage als geschlossenes System (Schaltbild)

In Bild 23.8 sind die Zustandsänderungen im  $p, V$ -Diagramm und im  $h, s$ -Diagramm dargestellt.

Der Joule-Prozeß besteht aus folgenden Zustandsänderungen:

- 1 → 2: Isentrope Kompression von  $p_1$  auf  $p_2$
- 2 → 3: Isobare Wärmezufuhr beim Druck  $p_2$  bis zur Höchsttemperatur  $T_3$
- 3 → 4: Isentrope Expansion von  $p_2$  auf  $p_1$
- 4 → 1: Isobare Wärmeabfuhr beim Druck  $p_1$

**Nutzarbeit.** Die spezifische Nutzarbeit ermitteln wir mit konstanten spezifischen isobaren Wärmekapazitäten aus der Wärmebilanz (22.7)

$$-w_t = -\sum_{N_p} w_{t\ ij} = \sum_{N_q} q_{ij} = q_{zu} + q_{ab} \quad (22.7)$$

Wir erhalten

$$-w_t = q_{23} + q_{41} = c_p \cdot (T_3 - T_2 + T_1 - T_4) = c_p \cdot (T_1 - T_2 + T_3 - T_4) \quad (23.21)$$

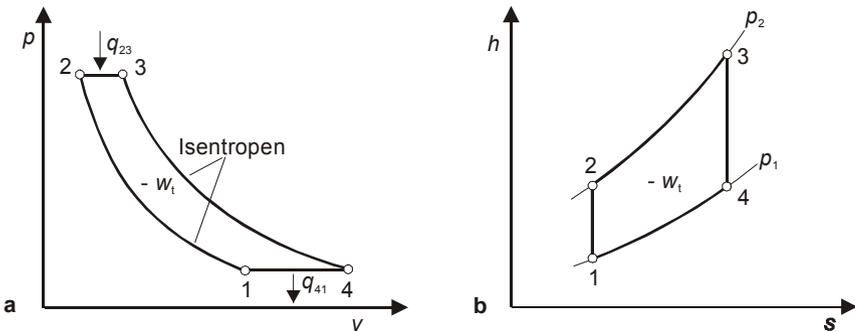
Wir führen das Verdichterdruckverhältnis  $\pi = p_2 / p_1$  ein und setzen die mit der Isentropenbeziehung (14.8) berechneten Temperaturen

$$T_2 = T_1 \cdot \pi^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}},$$

$$T_4 = T_3 \cdot \frac{1}{\pi^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}}.$$

in die Gleichung der spezifischen Nutzarbeit und erhalten

$$-w_t = c_p \cdot T_1 \cdot \left( 1 - \pi^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} + \frac{T_3}{T_1} - \frac{T_3}{T_1} \cdot \frac{1}{\pi^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}} \right).$$



**Bild 23.8.** a Joule-Prozeß der Gasturbine im  $p, V$ -Diagramm, b im  $h, s$ -Diagramm

Mit  $c_p / R = \kappa / (\kappa - 1)$  wird daraus

$$- w_t = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot R \cdot T_1 \cdot \left[ \left( \pi^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right) \cdot \left( \frac{T_3}{T_1} \cdot \frac{1}{\pi^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}} - 1 \right) \right].$$

Die spezifische Nutzarbeit des Joule-Prozesses wächst mit dem Temperaturverhältnis  $T_3 / T_1$  und dem Verdichterdruckverhältnis  $\pi = p_2 / p_1$ .

**Thermischer Wirkungsgrad.** Der thermische Wirkungsgrad ist für konstante spezifische Wärmekapazitäten nach (22.9)

$$\eta_{\text{th}} = 1 - \frac{|q_{\text{ab}}|}{q_{\text{zu}}} = 1 + \frac{q_{41}}{q_{23}} = 1 - \frac{|c_p \cdot (T_1 - T_4)|}{c_p \cdot (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}.$$

Nach Einsetzen der oben ermittelten Beziehungen für die Temperaturen ergibt sich

$$\eta_{\text{th}} = 1 - \frac{1}{\pi^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}}. \quad (23.22)$$

Der thermische Wirkungsgrad des Joule-Prozesses wächst degressiv mit dem Druckverhältnis. Hohe thermische Wirkungsgrade erreicht man nur mit hohen Druckverhältnissen.

### 23.2.2 Ericson-Prozeß

Das Schema einer nach einem von *Ericson*<sup>35</sup> 1833 vorgeschlagenen Verfahren arbeitenden Gasturbinenanlage zeigt Bild 23.9. Das Fluid zirkuliert in der Anlage im geschlossenen Kreislauf. Eine Verschmutzungsgefahr besteht nicht. Das Arbeitsmedium kann ein beliebiges Gas sein, beispielsweise ein Edelgas, das mit seinen hohen Kappa-Werten zu einer Verbesserung des thermischen Wirkungsgrades beiträgt.

Der Ericson-Prozeß wurde im Jahre 1941 von den schweizer Ingenieuren Akeret<sup>36</sup> und Keller<sup>37</sup> erstmalig als Vergleichsprozeß für Gasturbinenanlagen angewendet und wird deshalb auch gelegentlich Akeret-Keller-Prozeß genannt.

<sup>35</sup> John Ericson (1803-1899), schwedischer Ingenieur.

<sup>36</sup> Jakob Akeret (1898-1981), Professor in Zürich.

<sup>37</sup> Curt Keller, Jahrgang 1904, Ingenieur und Professor in Zürich.



**Nutzarbeit.** Die spezifische Nutzarbeit berechnen wir mit der Wärmebilanz nach (22.3)

$$-w_t = q_{zu} - |q_{ab}| = q_{23} + q_{34} + q_{41} + q_{12} = q_{34} + q_{12}. \quad (23.23)$$

Die Gleichung zur Berechnung der isotherm transferierten Wärmemengen ist in Kapitel 13 bereitgestellt worden. Mit ihr (13.5) ergibt sich die auf die Masse bezogene spezifische Wärmemenge bei der isothermen Kompression von  $p_1$  auf  $p_2$  zu

$$q_{12} = p_1 \cdot \nu_1 \cdot \ln \frac{p_1}{p_2} = -R \cdot T_1 \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (23.24)$$

und für die isotherme Expansion von  $p_3 = p_2$  nach  $p_4 = p_1$  unter Wärmezufuhr

$$q_{34} = p_3 \cdot \nu_3 \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} = R \cdot T_3 \cdot \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (23.25)$$

Mit den Wärmemengen nach (23.24) und (23.25) folgt nach Einsetzen in die Gleichung (23.23) die nur vom Temperaturverhältnis  $T_3/T_1$  und vom Verdichtungsdruckverhältnis  $p_2/p_1$  abhängige spezifische Nutzarbeit des Ericson-Prozesses

$$-w_t = R \cdot T_1 \cdot \left( \frac{T_3}{T_1} - 1 \right) \cdot \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (23.26)$$

**Thermischer Wirkungsgrad.** Der thermische Wirkungsgrad errechnet sich aus seiner Definitionsgleichung (22.9) mit der zugeführten Wärmemenge nach (23.25) zu

$$\eta_{th} = 1 - \frac{T_1}{T_3}. \quad (23.27)$$

Er wächst mit der Temperatur  $T_3$ , bei der die Wärme zugeführt wird und steigt mit abnehmender Temperatur  $T_1$ , der Temperatur der Wärmeabfuhr. Beide Temperaturen unterliegen Grenzen. Die Temperatur  $T_3$  ist nach oben begrenzt durch die Temperaturbeständigkeit der verwendeten Werkstoffe, die untere Grenze für  $T_1$  ist die Umgebungstemperatur.

Der thermische Wirkungsgrad nach (23.27) stimmt mit dem thermischen Wirkungsgrad des Carnot-Prozesses überein, der in Kapitel 23.3 behandelt wird. Dort wird gezeigt, daß es keinen höheren Wirkungsgrad aller zwischen den Temperaturen  $T_1$  und  $T_3$  denkbaren kontinuierlich arbeitenden Kreisprozesse für Wärmekraftmaschinen gibt. Insofern wäre der Ericson-Prozeß ein idealer Prozeß.

Das Problem ist seine Realisierung. Isotherme Kompression mit Kühlung und eine isotherme Expansion mit Wärmezufuhr lassen sich in einer Maschine nicht verwirklichen. Ein solcher Prozeß kann nur durch eine stufenweise Verdichtung

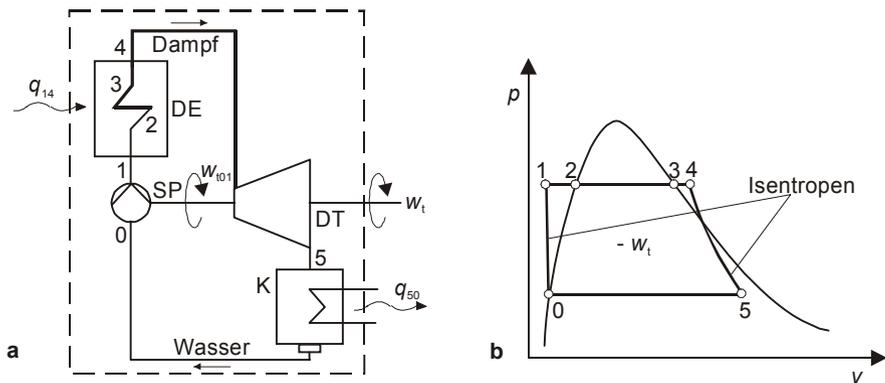
mit Zwischenkühlung und eine stufenweise Expansion mit Zwischenerhitzung angenähert werden.

Eine nach diesem Verfahren betriebene Gasturbinenanlage wurde von K. Leist<sup>38</sup> entwickelt. Das Verfahren ist unter dem Namen *Isex-Gasturbinen-Prozeß* bekannt. Die Zwischenerhitzung in der von K. Leist entwickelten Anlage erfolgt durch eine Zwischenverbrennung zwischen den Stufen der einzelnen Turbinen.

### 23.2.3 Dampfturbinen-Prozeß

Die in Kraftwerken zur Erzeugung elektrischen Stromes eingesetzten Dampfkraftanlagen bestehen in der Grundausstattung nach Bild 23.11a aus einem Dampferzeuger DE, einer Turbine DT, einem Kondensator K und einer Speisepumpe SP. Das Arbeitsmedium ist Wasser, das die Anlage im geschlossenen Kreislauf durchströmt und dabei periodisch seinen Aggregatzustand wechselt. Die Speisepumpe fördert flüssiges Wasser aus dem Kondensator in den Dampferzeuger und hebt den Druck auf den gewählten Sättigungsdruck an. Sie wird entweder wie in Bild 23.11a von der Turbine angetrieben oder durch einen Elektromotor. Verglichen mit der Turbine ist ihre Leistung relativ klein. Der Dampferzeuger besteht aus zwei Teilen. Im ersten Teil, dem Verdampfer, wird durch isobare Wärmezufuhr Sattdampf erzeugt. Durch weitere Wärmezufuhr wird im zweiten Teil des Dampferzeugers, dem Überhitzer, der Sattdampf isobar bei steigender Temperatur in Heißdampf umgewandelt und expandiert anschließend unter Arbeitsentzug in der Dampfturbine. Die Expansion in der Turbine führt bis in das Naßdampfgebiet. Vom Turbinenaustritt strömt der Naßdampf in den Kondensator, in dem er durch isobaren Wärmeentzug vollständig verflüssigt wird.

Der Kreisprozeß heißt *Clausius-Rankine-Prozeß* und ist in Bild 23.11b im  $p, v$ -



**Bild 23.11.** a Dampfturbinenanlage (Schaltbild). SP Speisepumpe, DE Dampferzeuger, DT Dampfturbine, K Kondensator. b  $p, v$  - Diagramm des Clausius-Rankine-Prozesses

<sup>38</sup> Karl Leist (1901-1960), Professor in Braunschweig und Aachen.

Diagramm und im Bild 23.12 im  $T,s$ -Diagramm und im  $h,s$ -Diagramm dargestellt. Er besteht aus folgenden Zustandsänderungen:

- 0 → 1: Isentrope Druckerhöhung des flüssigen Wassers vom Kondensatordruck  $p_0 = p_5$  auf den Sättigungsdruck  $p_s = p_1$ . Im  $p,V$ -Diagramm verläuft die Kurve der Zustandsänderung fast senkrecht. Im  $T,s$ -Diagramm fallen die Punkte fast zusammen, weil die Temperaturzunahme des inkompressiblen Mediums sehr gering ist. Der Abstand zwischen den Punkten 0 auf der Siedelinie und dem Punkt 1 ist in Bild 23.12 übertrieben dargestellt.
- 1 → 2: Isobare Erwärmung des flüssigen Wassers bis zum Punkt 2 der Siedelinie auf die Siedetemperatur  $T_s = T_2 = T_3$
- 2 → 3: Isobare Verdampfung (Punkt 3 liegt auf der Taulinie)
- 3 → 4: Isobare Überhitzung
- 4 → 5: Isentrope Expansion in der Turbine
- 5 → 0: Isobare Verflüssigung des Dampfes

**Nutzarbeit.** Die technische Arbeit ist

$$-w_t = q_{zu} - |q_{ab}|. \tag{23.28}$$

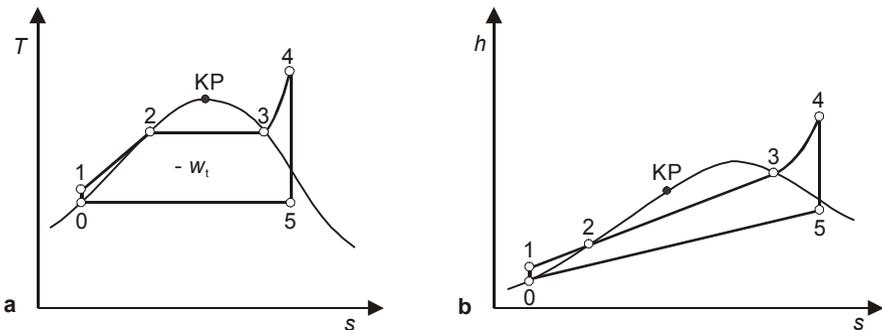
Alle Wärmemengen werden bei isobarer Zustandsänderung übertragen und lassen sich nach (13.7) als Enthalpiedifferenzen anschreiben:

$$q_{zu} = q_{12} + q_{23} + q_{34} = h_4 - h_1 \tag{23.29}$$

$$q_{ab} = q_{50} = h_0 - h_5 \tag{23.30}$$

Eingesetzt in (23.28) ergibt sich

$$-w_t = h_0 - h_1 + h_4 - h_5. \tag{23.31}$$



**Bild 23.12.** Clausius-Rankine-Prozess **a** im  $T,s$ - und **b** im  $h,s$ -Diagramm

Da das Arbeitsfluid während des Kreisprozesses seinen Aggregatzustand wechselt, im Naßdampfgebiet ein Zweiphasensystem bildet und als trocken überhitzter Dampf Realgasverhalten zeigt, lassen sich die Enthalpien nicht mit einfachen Gleichungen berechnen. Man muß dazu auf die Wasserdampf tafeln zurückgreifen, in denen alle für die Durchrechnung des Dampfprozesses benötigten Daten enthalten sind. Den Nachteil, daß man für die spezifische Leistung und den thermischen Wirkungsgrad keine geschlossenen Beziehungen wie in den vorstehend behandelten Beispielen erhält, muß man in Kauf nehmen.

**Thermischer Wirkungsgrad.** Für den thermischen Wirkungsgrad

$$\eta_{\text{th}} = 1 - \frac{|q_{\text{ab}}|}{q_{\text{zu}}}$$

des Clausius-Rankine-Prozesses erhält man mit den Wärmemengen (23.29) und (23.30)

$$\eta_{\text{th}} = 1 - \frac{h_5 - h_0}{h_4 - h_1}. \quad (23.32)$$

### Beispiel 23.6

Eine Dampfturbine verarbeitet pro Stunde 170 t Frischdampf mit einer Temperatur von 350°C und einem Druck von 100 bar. Es sollen die Leistung und der thermische Wirkungsgrad nach Clausius-Rankine errechnet werden. Der Kreisprozeß des Arbeitsmediums vom flüssigen Wasser über den Verdampfer, die Turbine, den Kondensator bis hin zum Wiedereintritt in die Speisepumpe ist rechnerisch zu verfolgen.

Die Wassertemperatur vor dem Eintritt in die Speisewasserpumpe ist mit 25°C anzusetzen.

### Lösung

Der Sättigungstafel (Temperaturtafel) des Wasserdampfes (Tabelle B3) entnimmt man für die Sättigungstemperatur von  $\vartheta_0 = 25^\circ\text{C}$  folgende Werte (Bezeichnungen wie in Bild 23.12):

$$p_0 = 0,03166 \text{ bar}$$

$$v'_0 = 1,0029 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 / \text{kg}$$

$$h'_0 = 104,77 \text{ kJ/kg}$$

$$s'_0 = 0,3670 \text{ kJ/(kg K)}$$

$$v''_0 = 43,40 \text{ m}^3 / \text{kg}$$

$$s''_0 = 8,559 \text{ kJ/(kg K)}$$

$$h''_0 = 2547 \text{ kJ/kg}$$

Aus der Sättigungstafel (Drucktafel) des Wasserdampfes (Tabelle B2) erhält man für den Sättigungsdruck von  $p_2 = 100 \text{ bar}$ :

$$\vartheta_2 = 310,96^\circ\text{C}$$

$$v'_2 = 0,001453 \text{ m}^3 / \text{kg}$$

$$h'_2 = 1408 \text{ kJ/kg}$$

$$h_3'' = 2728 \text{ kJ / kg}$$

Im  $h,s$ -Diagramm des Wasserdampfes von Bild 20.16 liest man für den durch  $p_4 = 100 \text{ bar}$  und  $\vartheta_4 = 350^\circ \text{ C}$  festgelegten Zustand des überhitzten Wasserdampfes ab:

$$h_4 = 2926 \text{ kJ / kg}$$

$$s_4 = 5,95 \text{ kJ / (kg K)}$$

Prozeßbeschreibung:

Der Prozeß setzt sich zusammen aus einer isentropen Druckerhöhung des flüssigen Wassers im Speisewasserpumpeneintritt vom Zustand 0 (Siedelinie) mit dem Druck  $p_0$  auf  $p_1$ , einer isobaren Wärmezufuhr mit  $p_1 = p_2$  bis zum Siedebeginn auf der Siedelinie (Punkt 2) bei der dem Sättigungsdruck  $p_2 = p_s$  zugeordneten Temperatur  $\vartheta_2$ , einer isobar-isothermen Verdampfung bis zum Erreichen der Taulinie (Punkt 3) mit  $p_2 = p_3$ ,  $\vartheta_2 = \vartheta_3$  und der isobaren Überhitzung mit  $p_3 = p_4$  auf  $\vartheta_4$ .

Es schließt sich eine isentrope Expansion auf  $\vartheta_5 = \vartheta_0$ ,  $p_5 = p_0$  an, gefolgt von einer isobar-isothermen Kondensation zurück zum Punkt 0 auf der Siedelinie. Hier wird wieder der Zustand des Wassers beim Eintritt in die Speisewasserpumpe erreicht.

Isentrope Druckerhöhung in der Speisewasserpumpe von  $0 \rightarrow 1$ :

Spezifische Speisewasserpumpenleistung

$$w_{01} = v_0' \cdot (p_1 - p_0) = 10,03 \text{ kJ / kg ,}$$

Enthalpie

$$h_1 = h_0' + w_{01} = 114,80 \text{ kJ / kg ,}$$

Speisewasserpumpenleistung bei einem Massenstrom  $\dot{m} = 170 \text{ t/h} = 47,222 \text{ kg/s}$

$$P_{\text{Sp}} = \dot{m} \cdot w_{01} = 473,64 \text{ kW .}$$

Isobare Wärmezufuhr pro Zeiteinheit von  $1 \rightarrow 2$ :

$$\dot{Q}_{12} = \dot{m} \cdot (h_2' - h_1) = 61067,8 \text{ kJ/s}$$

Isobar-isotherme Verdampfung von  $2 \rightarrow 3$ :

$$\dot{Q}_{23} = \dot{m} \cdot (h_3'' - h_2') = 62333,0 \text{ kJ/s}$$

Isobare Überhitzung von  $3 \rightarrow 4$ :

$$\dot{Q}_{34} = \dot{m} \cdot (h_4 - h_3'') = 9350,0 \text{ kJ/s}$$

Isentrope Expansion von 4 → 5 :

Mit  $s_4 = s_5 = 5,95 \text{ kJ / kg}$  errechnet man den Dampfgehalt mit (16.34) zu

$$x = \frac{s_5 - s'_0}{s''_5 - s'_0} = 0,6815 .$$

Die Expansion führt also in das Naßdampfgebiet. Mit  $x$  erhält man für die Enthalpie mit (10.27)

$$h_5 = (1 - x) \cdot h'_0 + x \cdot h''_5 = 1769,15 \text{ kJ / kg} .$$

Turbinengesamtleistung ist

$$P_T = \dot{m} \cdot (h_5 - h_4) = -54628,8 \text{ kW} .$$

Isobare Kondensation von 5 → 0 :

Abgegebener Wärmestrom

$$\dot{Q}_{50} = -\dot{m} \cdot (x \cdot (h''_5 - h'_0)) = -78595,3 \text{ kJ/s} .$$

Nutzleistung des Kreisprozesses

$$P_N = P_T + P_{Sp} = -54155,16 \text{ kW} .$$

Kontrolle:

$$P_N = -(\dot{Q}_{12} + \dot{Q}_{23} + \dot{Q}_{34} + \dot{Q}_{50}) = -54155,5 \text{ kW}$$

Thermischer Wirkungsgrad:

$$\eta = 1 - \frac{|q_{ab}|}{q_{zu}} = 1 - \frac{h_5 - h'_0}{h_4 - h_1} = 0,408$$