

14 Thermodynamik der Gasturbinen, Abschnitt 11.4

Kreisprozesse, Wirkungsgrade, Arbeitsvermögen.

Kreisprozesse

Vergleichsprozesse:

Gemäß der Wärmetechnik ist der **CARNOT-Prozess** der thermodynamisch optimale Kreisprozess, weshalb auch als **Idealprozess** bezeichnet. Da der CARNOT-Prozess wegen der Isothermen jedoch nicht – auch theoretisch nicht – verwirklicht werden kann, eignet er sich nur bedingt als Vergleichsprozess. Als Vergleichsprozesse sind deshalb sinnvoller:

- **JOULE-Prozess** (Bild 1) für Gasturbinen ohne Zwischenkühlung im Verdichter und ohne Zwischenerhitzung in der Turbine. Meist der Fall bei offener Arbeitsweise ohne Wärmetausch (Bild 11-52) oder mit Wärmetausch gemäß Schema von Bild 11-53

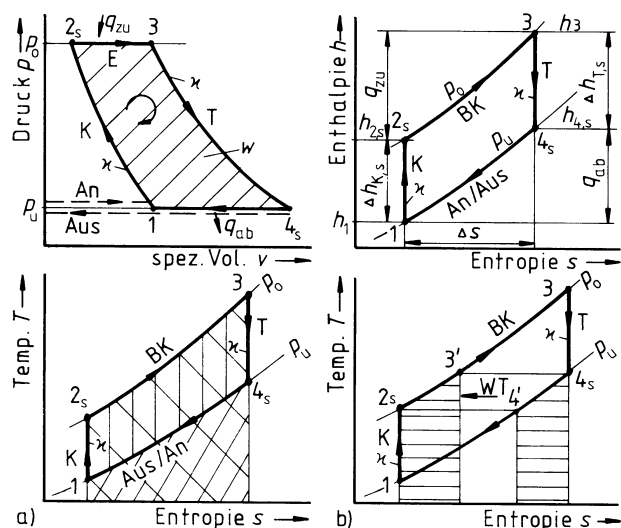


Bild 1 JOULE-Prozess (Vergleichsprozess offener GT) in (p, v) -, (h, s) - und (T, s) -Diagrammen;

a) ohne Wärmetausch, b) mit Wärmetausch (Regeneration). 1–2_s isentrope Kompression von p_u auf p_o im GT-Kompressor K. 2_s–3 isobare Wärmezufuhr bei p_o im Erhitzer E (meist BK). 3–4_s isentrope Expansion von p_o auf p_u in der GT-Turbine T. 4_s–1 isobare Wärmeabfuhr (-tausch) an die Umgebung (Aus/An). Index u ... untere, o ... obere.

$$p_0 = p_2 = p_3, p_u = p_1 = p_4, \backslash\backslash\backslash q_{zu}, \text{////} q_{ab}, |||w, \equiv \text{getauschte Wärmemenge}$$

- **ERICSON-Prozess** (Bild 2) für Gasturbinen (GT) mit Zwischenkühlung und ohne Zwischenerhitzung. Vielfach bei geschlossener Arbeitsweise angewendet, die verschiedentlich bei stationären Anlagen zu finden ist.

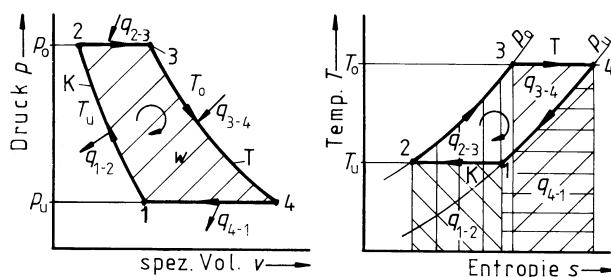


Bild 2 ERICSON-Prozess (Vergleichsprozess geschlossener GT) im (p, v) - und (T, s) -Diagramm;

1-2 isotherme Kompression von p_u auf p_o im Verdichter unter Wärmeabfuhr q_{1-2} . 2-3 isobare Wärmezufuhr q_{2-3} bei p_o im Erhitzer. 3-4 isotherme Expansion von p_o auf p_u in der Turbine unter Wärmezufuhr q_{3-4} . 4-1 isobare Wärmeabfuhr q_{4-1} bei p_u an die Umgebung. $p_o = p_2 = p_3$, $p_u = p_1 = p_4$, q_{1-2} , q_{2-3} , q_{3-4} , q_{4-1}

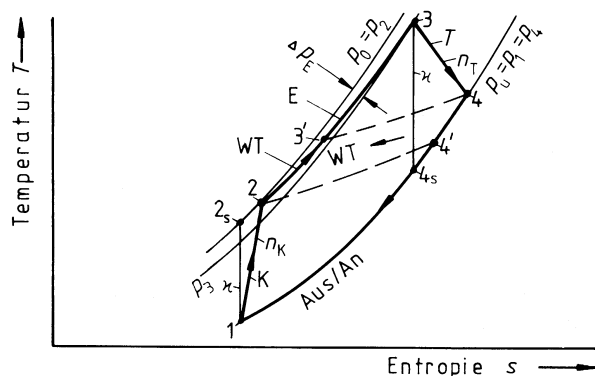


Bild 3 Tatsächlicher Kreisprozess offener GT-Anlagen. — — — bei Wärmerückgewinn im Wärmetauscher WT, angeordnet zwischen Verdichter und Erhitzer, Bild 11-53; Aus/An ... T-Ausströmen/K-Ansaugen, K ... Kompressor, E ... Erhitzer, T ... Turbine

Tatsächliche Kreisprozesse

Wegen Maschinenverlusten (Abschnitt 8.3) erfolgen Kompression im Verdichter und Expansion in der Turbine nicht ideal, sondern real. Auch sind isothermes Verdichten und Entspannen nicht verwirklichtbar, da Wärmeübertrag sowohl Zeit als auch Temperaturgefälle erfordert. Des Weiteren treten Druckverluste (3 ... 5 %) in Wärmetauschern und Erhitzern auf. Das bedeutet:

Beim **JOULE-Prozess** verlaufen Verdichter-Kompression (1–2) sowie Turbinen-Expansion (3–4) nicht ideal (isentrop, Index s), sondern real (polytrop), und im Erhitzer (meist Brennkammer) tritt ein Druckverlust von etwa 3 ... 5 % auf. Der JOULE-Prozess nach Bild 1 geht über in den **tatsächlichen Kreisprozess**, kurz **Realprozess offener Gasturbinen** gemäß Bild 3.

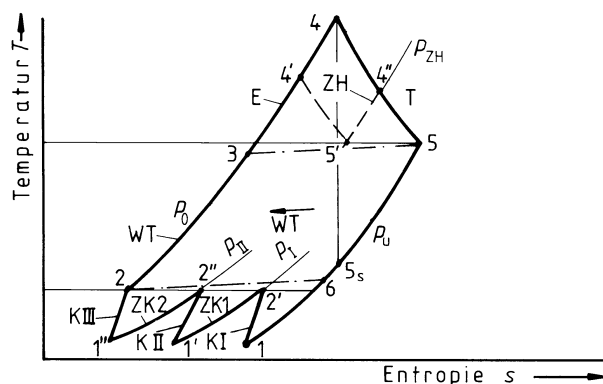


Bild 4 ACKERET-KELLER-Prozess. Kreisprozess mit Zwischenkühlung (ZK 1, ZK 2) während der Verdichtung und evtl. Zwischenerhitzung (ZH) während der Entspannung sowie Wärmetausch (WT) nach Verdichter (Kompressor) K, jedoch vor Erhitzer E

Der ERICSON-Prozess (Bild 2) als Vergleichsprozess für geschlossene Anlagen geht infolge Verluste über in den **Realprozess** nach ACKERET-KELLER (Bild 4). Durch mehrfache Verdichter-Zwischenkühlung und möglichst Turbinen-Zwischenerhitzung versucht der ACKERET-KELLER-Prozess die isotherme Kompression und Expansion des ERICSON-Prozesses anzunähern.

Für die einzelnen Zustandslinien (-abschnitte) von Bild 4 in Verbindung mit Bild 11-55 gilt:

- 1–2'; 1'–2''; 1''–2: Stufenweise Verdichtung im Kompressor K
- 2'–1'; 2''–1'': Zwischenkühlung ZK (ZK 1 und ZK 2)
- 2–3: Wärmezufuhr im WT (von 5–6)

- 3–4' bzw. 3–4: Wärmezufuhr im Erhitzer E
 3–4' bei Turbine mit Zwischenerhitzung ZH
 3–4 bei Turbine ohne Zwischenerhitzung ZH
- 4'–5'; 4''–5 bzw. 4–5: Entspannung in Turbine T
 4'–5' und 4''–5 stufenweise Entspannung mit Zwischenerhitzung ZH
 4–5 Entspannung ohne ZH
- 5–6: Wärmeabfuhr im Wärmelauscher WT (an 2–3)
- 6–1: Abkühlung im Kühler bei geschlossenem Prozess (meist) oder Abfuhr an die Atmosphäre (Auspuff) durch Gas-Luftaustausch bei offenem Prozess (selten).

Wirkungsgrade, Arbeitsvermögen

Der Wirkungsgrad, das Verhältnis von Nutzen zu Aufwand, kennzeichnet bei Gasturbinen den in mechanische Nutzenergie umgesetzten Anteil der zugeführten Wärme. Mit der mechanischen Energie w als Differenz von zugeführter Wärme q_{zu} und abgeführter Wärme q_{ab} ($w = q_{zu} - q_{ab}$; alles spezifische Werte) gilt somit für den thermodynamischen Wirkungsgrad gemäß der Wärmetechnik

$$\eta_{\text{therm}} = \frac{\text{Nutzen}}{\text{Aufwand}} = \frac{w}{q_{zu}} = \frac{q_{zu} - q_{ab}}{q_{zu}} = 1 - \frac{q_{ab}}{q_{zu}} \quad (1)$$

Bei der idealen Gasturbine, d.h. die dem Vergleichsprozess folgt, ergibt sich dabei der thermische oder theoretische Anlagenwirkungsgrad $\eta_{A,th} \equiv \eta_{\text{therm}}$. Der tatsächliche Anlagenwirkungsgrad η_A der realen Gasturbine verschlechtert sich um die Maschinen- und Aggregatsverluste der Anlage (wirklicher Kreisprozess). Hingewiesen wird auch auf Abschnitt 8.5.

Das Arbeitsvermögen, die Nutzarbeit w , als Differenz von freigesetzter Turbinenarbeit w_T und notwendiger Kompressorarbeit w_K , also $w = w_T - w_K$, wird zwangsläufig umso günstiger, je weniger der Verdichter von der abgegebenen Turbinenarbeit verbraucht.

Aus Platzgründen können die Zusammenhänge nur für den einfachsten, zugleich jedoch wichtigsten Kreisprozess, nämlich den der offenen Gasturbine ohne Wärmetauscher, ausführlicher dargestellt werden. Die Verhältnisse der sonstigen Gasturbinenprozesse müssen zurücktreten. Übriges bleibt dem einschlägigen Spezialschrifttum vorbehalten.

Idealprozesse

JOULE-Prozess ohne Wärmetausch

Wirkungsgrad: Nach Bild 1a:

$q_{zu} = \bar{c}_{p,zu} \cdot (T_3 - T_{2,s})$... spez. isobare Wärmezufuhr, in Brennkammer BK durch Kraftstoff oder im Wärmetauscher durch Wärmeübertrag.

q_{ab} ... spez. isobare Wärmeabfuhr als Differenz zwischen der Wärme, welche von der Turbine durch das Abgas an die Umgebung abgeführt und vom Kompressor aus der Umgebung mittels Ansaugluft aufgenommen wird. Bei näherungsweise gleich angenommenen mittleren Wärmekapazitäten \bar{c}_p für Wärmeabfuhr durch das ausströmende Verbrennungsgas (Rauchgas) $\bar{c}_{p,Aus}$ und „Wärmeansaugung“ $\bar{c}_{p,An}$ durch die zuströmende Ansaugluft, also $\bar{c}_{p,Aus} = \bar{c}_{p,An} = \bar{c}_{p,ab}$ gilt wegen isobaren Wärmetausches (-abgabe) $q_{ab} = \bar{c}_{p,ab} \cdot (T_{4,s} - T_1)$.

Damit wird der theoretische **Anlagenwirkungsgrad** nach Gl. (1):

$$\eta_{A,th} = 1 - \frac{\bar{c}_{p,ab} \cdot (T_{4,s} - T_1)}{\bar{c}_{p,zu} \cdot (T_3 - T_{2,s})}$$

Unter der hier ebenfalls angenähert zulässigen Annahme gleicher mittlerer Wärmekapazitäten für Wärmezufuhr und -abfuhr, also $\bar{c}_{p,zu} \approx \bar{c}_{p,ab}$, ergibt sich für den idealen oder theoretischen Wirkungsgrad des thermischen Kreisprozesses der offenen Gasturbine:

$$\eta_{A,th} \approx 1 - \frac{T_{4,s} - T_1}{T_3 - T_{2,s}} = 1 - \frac{T_{4,s} \cdot (1 - T_1/T_{4,s})}{T_3 \cdot (1 - T_{2,s}/T_3)} \quad (2)$$

Des Weiteren gilt nach der Isentropenbeziehung:

Kompression (Verdichter)

$$T_{2,s}/T_1 = (p_o/p_u)^{(\kappa_K-1)/\kappa_K} = \Pi_K^{(\kappa_K-1)/\kappa_K}$$

Expansion (Turbine)

$$T_3/T_{4,s} = (p_o/p_u)^{(\kappa_T-1)/\kappa_T} = \Pi_T^{(\kappa_T-1)/\kappa_T}$$

Auch hier näherungsweise die Verdichtungs-Isentropenexponenten κ_K dem Entspannungs-Isentropenexponenten κ_T gleichgesetzt, also $\kappa_K = \kappa_T = \kappa$:

$$T_{2,s}/T_1 = T_3/T_{4,s} = \Pi^{(\kappa-1)/\kappa} \quad (3)$$

Hieraus:

$$T_{2,s}/T_3 = T_1/T_{4,s}$$

Eingesetzt in Gl. (2):

$$\eta_{A,th} = 1 - T_{4,s}/T_3 = 1 - T_1/T_{2,s} = 1 - (1/\Pi)^{(\kappa-1)/\kappa} \quad (4)$$

Der **theoretische Anlagenwirkungsgrad** $\eta_{A,th}$ der idealen offenen Gasturbine hängt somit nur vom Maschinentemperaturverhältnis, dem Maschinen-**Aufheiz-** bzw. **Abkühlgrad** $T_{4,s}/T_3 = 1 - T_1/T_{2,s}$ und damit verbunden dem Druckverhältnis Π sowie der Art des Arbeitsfluids (Stoffgröße κ) ab.

Arbeitsvermögen: Die spezifische isentrope Nutzarbeit $w_{t,s}$ (technische Arbeit) der Gasturbine beträgt:

$$w_{t,s} = Y_{T,s} - Y_{K,s} = w_{t,T,s} - w_{t,K,s}$$

Mit dem (h, s) -Diagramm (Bild 1) gilt für die ideale Anlage (Isentrope \rightarrow Index s):

$$w_{t,T,s} = \Delta h_{T,s} = h_3 - h_{4,s} = \bar{c}_{p,T} \cdot (T_3 - T_{4,s}) \quad (5)$$

$$w_{t,K,s} = \Delta h_{K,s} = h_{2,s} - h_1 = \bar{c}_{p,K} \cdot (T_{2,s} - T_1) \quad (6)$$

Wieder mit $\bar{c}_{p,T} \approx \bar{c}_{p,K} \approx \bar{c}_p$ und Gl. (3):

$$w_{t,s} = \bar{c}_p \cdot [(T_3 - T_{4,s}) - (T_{2,s} - T_1)]$$

$$w_{t,s} = \bar{c}_p \cdot [T_3 \cdot (1 - T_{4,s}/T_3) - T_1 \cdot (T_{2,s}/T_1 - 1)]$$

$$w_{t,s} = \bar{c}_p \cdot [T_3 \cdot (1 - (1/\Pi)^{(\kappa-1)/\kappa}) - T_1 \cdot (\Pi^{(\kappa-1)/\kappa} - 1)]$$

$$w_{t,s} = \bar{c}_p \cdot T_1 \cdot \left[\frac{T_3}{T_1} \cdot \left(1 - \frac{1}{\Pi^{(\kappa-1)/\kappa}} \right) - (\Pi^{(\kappa-1)/\kappa} - 1) \right] \quad (7)$$

Oder die spezifische ideale Nutzarbeit $w_{t,s}$ auf die angesaugte spezifische Energie $\bar{c}_p \cdot T_1$ (absolute thermische Zuströmenenergie) bezogen, ergibt die **dimensionslose theoretische Nutzarbeit** $\hat{w}_{t,s}$:

$$\hat{w}_{t,s} = \frac{w_{t,s}}{\bar{c}_p \cdot T_1} = \frac{T_3}{T_1} \cdot \left(1 - \frac{1}{\Pi^{(\kappa-1)/\kappa}} \right) - (\Pi^{(\kappa-1)/\kappa} - 1) \quad (8)$$

Die dimensionslose Nutzarbeit $\hat{w}_{t,s}$ ist demnach nur vom Temperaturverhältnis T_3/T_1 (Brennkammer- zu Umgebungstemperatur), dem **Gesamtaufheizgrad**, und dem Verdichtungsverhältnis Π abhängig. Wichtig sind somit die höchsten sowie niedrigsten Werte von Druck und Temperatur des Prozesses.

Mit der Extremwertbedingung $d\hat{w}_{t,s}/d\Pi \stackrel{!}{=} 0$ kann festgestellt werden, ob die Beziehung $\hat{w}_{t,s} = f(\Pi)$ bei $T_3/T_1 = \text{konst}$ ein Maximum hat:

$$\hat{w}_{t,s} = (T_3/T_1) \cdot (1 - \Pi^{-(\kappa-1)/\kappa}) - (\Pi^{(\kappa-1)/\kappa} - 1)$$

$$\frac{d\hat{w}_{t,s}}{d\Pi} = \frac{T_3}{T_1} \cdot \left(-\frac{-(\kappa-1)}{\kappa} \right) \cdot \Pi^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 - \frac{\kappa-1}{\kappa} \cdot \Pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \stackrel{!}{=} 0$$

$$\frac{T_3}{T_1} \cdot \frac{\kappa-1}{\kappa} \cdot \Pi^{(-2 \cdot \kappa + 1)/\kappa} = \frac{\kappa-1}{\kappa} \cdot \Pi^{-1/\kappa}$$

$$T_3/T_1 = \Pi^{-1/\kappa} / \Pi^{(-2\cdot\kappa+1)/\kappa} = \Pi^{(-1/\kappa)+(2\cdot\kappa-1)/\kappa}$$

$$T_3/T_1 = \Pi^{(2\cdot\kappa-2)/\kappa}$$

Also:

$$\Pi_{\text{opt}} = (T_3/T_1)^{\kappa/(2\cdot\kappa-2)} \quad (9)$$

Es gibt somit ein von den Temperaturgrenzen des Prozesses abhängiges optimales Verhältnis für die Drücke. Bis zum Optimaldruckverhältnis Π_{opt} steigt die gewinnbare Nutzarbeit $w_{t,s}$ und damit der Wirkungsgrad $\eta_{A,\text{th}}$. Wird Π_{opt} überschritten, gehen $w_{t,s}$ und $\eta_{A,\text{th}}$ wieder zurück. Grund: Mit steigender Verdichtung wächst auch die Kompressionstemperatur. Die dem Arbeitsmedium (meist Luft) im Erhitzer bis zur maximal zulässigen Prozesstemperatur aufprägbare Wärme geht dadurch entsprechend zurück. Unterhalb von Π_{opt} dagegen kann die zugeführte thermische Energie in der Turbine wegen zu geringen Druckverhältnisses nur ungenügend ausgenützt werden, weshalb die Entspannungsendtemperatur unnötig hoch bleibt. Diese beiden gegenläufigen Tendenzen minimieren sich beim optimalen Druckverhältnis Π_{opt} .

Die Auswertung von Gl. (9) für Luft (Tabelle 1) zeigt, dass das optimale Druckverhältnis bei relativ niedrigen Werten liegt. Selbst bei der zur Zeit mit Schaufelkühlung als erreichbar angesehenen Spitztemperatur von ca. 1500 °C liegt das optimale Druckverhältnis Π unter 30. Gasturbinen arbeiten somit energie günstig bei niedrigen Drücken und hohen Temperaturen. Sie können daher leicht gebaut werden, wobei jedoch hochtemperaturbeständige Werkstoffe notwendig sind.

Tabelle 1 Optimales Druckverhältnis nach Gl. (9) für günstigen Energieumsatz für Arbeitsfluid Luft ($\kappa = 1,4$), abhängig von Aufheiztemperatur t_3 bzw. dem Aufheizgrad T_3/T_1 bei $T_1 = 288 \text{ K}$ ($t_1 = 15 \text{ °C}$)

t_3 in °C	800	900	1000	1100	1200	1300	1400	1500
T_3 in K	1073	1173	1273	1373	1473	1573	1773	1873
T_3/T_1	3,73	4,07	4,42	4,77	5,11	5,46	6,16	6,50
Π_{opt}	10	11,7	13,5	15,4	17,4	19,5	24,1	26,5

JOULE-Prozess mit Wärmetausch

Wirkungsgrad: Nach Bild 1b:

$$q_{\text{zu}} = q_{3'-3} = \bar{c}_{p,\text{zu}} \cdot (T_3 - T_{3'})$$

$$q_{\text{ab}} = q_{4'-1} = \bar{c}_{p,\text{ab}} \cdot (T_{4'} - T_1)$$

Wieder mit der Näherung $\bar{c}_{p,\text{zu}} \approx \bar{c}_{p,\text{ab}}$ wird nach Gl. (1) bei $T_{4'} = T_2$ und $T_{3'} = T_{4,s}$:

$$\eta_{A,\text{th}} = 1 - \frac{T_{2,s} - T_1}{T_3 - T_{4,s}} = 1 - \frac{T_1 \cdot [(T_{2,s}/T_1) - 1]}{T_{4,s} \cdot [(T_3/T_{4,s}) - 1]}$$

Mit Gl. (3) vereinfacht sich:

$$\eta_{A,\text{th}} = 1 - T_1/T_{4,s} = 1 - T_{2,s}/T_3$$

Erweitert und umgeformt mit Gl. (3) geht der thermische Wirkungsgrad des offenen Gasturbinenprozesses mit Wärmetausch über in die Form:

$$\eta_{A,\text{th}} = 1 - (T_{2,s}/T_3) \cdot (T_1/T_1) = 1 - (T_{2,s}/T_1) \cdot (T_1/T_3)$$

$$\eta_{A,\text{th}} \equiv \eta_{\text{therm},s} = 1 - \Pi^{(\kappa-1)/\kappa} \cdot (T_1/T_3) \quad (10)$$

Der Wirkungsgrad bei Wärmetausch hängt nach Gl. (10) außer vom Druckverhältnis Π auch vom Quotienten aus Ansaug- und maximaler Prozesstemperatur, dem Kehrwert des Gesamtaufheizgrades, ab.

Der Prozesswirkungsgrad bei Wärmetausch ist nur bis zu einem bestimmten Druckverhältnis besser als ohne Wärmetausch. Dies begründet sich darin, dass mit wachsendem Druckverhältnis die Verdichtungsendtemperatur steigt, bis sie schließlich die Turbinenabgastemperatur erreicht oder übersteigt. Wärmeübertrag vom Rauchgas auf die komprimierte Luft (positiver Wärmetausch) ist dann nicht mehr möglich. Im Gegenteil,

es erfolgt sogar negativer Wärmetausch, die verdichtete Luft wird durch das Abgas abgekühlt statt erwärmt. Wärmetauscher sind daher nur bei Anlagen mit niedrigem Druckverhältnis vorteilhaft.

ERICSON-Prozess

Wirkungsgrad: Wie das (T, s) -Diagramm von Bild 2 bestätigt, sind die beiden Wärmemengen

$$\text{Erhitzer: } q_{2-3} = \bar{c}_p \cdot (T_3 - T_2) = \bar{c}_p \cdot (T_o - T_u)$$

$$\text{Kühler: } q_{4-1} = \bar{c}_p \cdot (T_4 - T_1) = \bar{c}_p \cdot (T_o - T_u)$$

nicht nur gleich groß, sondern werden auch bei gleichem Temperaturunterschied übertragen. Theoretisch können sie daher innerhalb des Prozesses in einem idealen Gegenstromwärmeübertrager getauscht werden. Dem Prozess ist dann nur noch die Wärme q_{3-4} während der isothermen Turbinen-Entspannung zuzuführen und die Wärme q_{1-2} bei der isothermen Kompression im Verdichter abzuführen. Für den thermischen Wirkungsgrad des ERICSON-Prozesses gilt somit nach Gl. (1)

$$\eta_{A,th} \equiv \eta_{therm,T} = 1 - q_{1-2}/q_{3-4}$$

Gemäß der Thermodynamik sind bei der Isothermen umgesetzte Wärme und mechanische Arbeit dem Betrage nach gleich groß:

$$q_{1-2} = |w_{t,1-2}| = |R \cdot T_1 \cdot \ln(p_2/p_1)| = R \cdot T_u \cdot \ln \Pi$$

$$q_{3-4} = |w_{t,3-4}| = |R \cdot T_3 \cdot \ln(p_4/p_3)| = R \cdot T_o \cdot \ln \Pi$$

Damit ergibt sich:

$$\eta_{therm} = 1 - T_u/T_o$$

Die thermischen Wirkungsgrade von ERICSON- und CARNOT-Prozess sind somit gleich groß.

Realprozesse

Gütegrad η_g : Durch die Verluste der Einzelaggregate (Verdichter, Erhitzer, Turbine ...) liegt der Wirkungsgrad der realen Gasturbine unter dem der idealen. Das Verhältnis der Nutzarbeiten von tatsächlicher und theoretischer Gasturbine ergibt den **Gütegrad η_g** . Der Gütegrad vergleicht hier somit die Qualität der ausgeführten Gasturbine mit derjenigen der verlustlosen:

$$\eta_g = \frac{\text{Nutzarbeit der realen GT}}{\text{Nutzarbeit der idealen GT}} = \frac{w_{GT}}{w_{GT,id}}$$

Weil die Lagerung von Verdichter- und Turbinenteil bei Gasturbinen gemeinsam erfolgt und auch die Nebenaggregate zur gesamten Anlage gehören, werden alle mechanischen Verluste zusammengefasst ausgewiesen.

Bleiben die im Erhitzer (meist Brennkammer) auftretenden, vergleichsweise geringen Verluste zunächst unberücksichtigt, ergibt sich für den Gütegrad

$$\eta_g = \frac{w_{GT}}{w_{GT,id}} = \frac{w_{t,T} - w_{t,K}}{w_{t,T,id} - w_{t,K,id}} = \frac{w_t}{w_{t,s}}$$

Den Gütegrad η_g mit den isentropen Wirkungsgraden $\eta_{K,s}$ des Kompressors und $\eta_{T,s}$ der Turbine ausgewertet, ergibt

$$\eta_g = (w_{t,T,id} \cdot \eta_{T,s} - w_{t,K,id} / \eta_{K,s}) / (w_{t,T,id} - w_{t,K,id})$$

Ersetzt:

$$w_{t,T,id} = \Delta h_{T,s} \quad \text{und} \quad w_{t,K,id} = \Delta h_{K,s} \quad \text{ergibt:}$$

$$\eta_g = (\Delta h_{T,s} \cdot \eta_{T,s} - \Delta h_{K,s} / \eta_{K,s}) / (\Delta h_{T,s} - \Delta h_{K,s})$$

$$\eta_g = \frac{(\Delta h_{T,s} / \Delta h_{K,s}) \cdot \eta_{T,s} - 1 / \eta_{K,s}}{(\Delta h_{T,s} / \Delta h_{K,s}) - 1}$$

Bei idealem Gasverhalten mit gleich bleibendem \bar{c}_p -Wert gilt für **offene Gasturbinen** (Bild 3) aus den Beziehungen Gl. (5) und (6):

$$\Delta h_{T,s} / \Delta h_{K,s} = \Delta T_{T,s} / \Delta T_{K,s}$$

Eingeführt in den Gütegrad:

$$\eta_g = \frac{(\Delta T_{T,s}/\Delta T_{K,s}) \cdot \eta_{T,s} - 1/\eta_{K,s}}{(\Delta T_{T,s}/\Delta T_{K,s}) - 1}$$

Nach Bild 7-8 sind $\Delta T_{T,s} = T_3 - T_{4,s}$ und $\Delta T_{K,s} = T_{2,s} - T_1$ sowie gemäß Gl. (3) $T_1/T_{2,s} = T_{4,s}/T_3$.

Damit lässt sich umwandeln:

$$\frac{\Delta T_{T,s}}{\Delta T_{K,s}} = \frac{T_3 - T_{4,s}}{T_{2,s} - T_1} = \frac{T_3 \cdot (1 - T_{4,s}/T_3)}{T_{2,s} \cdot (1 - T_1/T_{2,s})} = \frac{T_3}{T_{2,s}}$$

Wird näherungsweise noch $T_{2,s} \approx T_2$ gesetzt, geht der Gütegrad offener Gasturbinen letztlich über in:

$$\eta_g \approx \frac{(T_3/T_2) \cdot \eta_{T,s} - 1/\eta_{K,s}}{(T_3/T_2) - 1} \quad (11)$$

Neben den im oberen Grenzwertbereich nur geringfügig variablen Wirkungsgraden für Kompression und Expansion wird der Gütegrad nach Gl. (11) entscheidend von der Größe der zugeführten Wärmemenge beeinflusst, ausgedrückt durch den **Brennkammer-Aufheizgrad** T_3/T_2 . Die Effektivität einer Gasturbine verbessert sich somit durch

- Steigerung der (isentropen) Wirkungsgrade von Kompressor $\eta_{K,s}$ und Turbine $\eta_{T,s}$
- Erhöhen des **Erhitzer-Aufheizgrades** T_3/T_2 .

Wirtschaftlicher Wirkungsgrad: Gemäß Abschnitt 8.5.9 umfasst der wirtschaftliche Wirkungsgrad alle Verluste der Anlage und wird deshalb auch als **Anlagenwirkungsgrad** der GT bezeichnet. Der jetzt ausführlicher darstellbare Gesamtwirkungsgrad ist somit das Verhältnis zwischen abgegebener Gasturbinen-nutzenergie und aufgewendeter Brennstoffenergie. Mit $\eta_{\text{therm}} = \eta_{A,\text{th}} \cdot \eta_g$ und

- Brennkammerwirkungsgrad η_{BK} , welcher die Wärmeübertragungs- bzw. Verbrennungsverluste erfasst, sowie dem
- mechanischen Wirkungsgrad η_m , welcher die Lagerverluste und den Bedarf für Hilfsantriebe (Kraftstoffpumpe, Regler usw.) erfasst, wird:

$$\eta_{A,GT} = \eta_{A,\text{th}} \cdot \eta_g \cdot \eta_m \cdot \eta_{BK} \quad (12)$$

Bei den derzeit erreichbaren Werten von $\eta_{K,s}$, $\eta_{T,s}$ und T_3 weist der wirtschaftliche Wirkungsgrad bei Druckverhältnissen $\pi = 10 \dots 30$ ein ausgeprägtes Maximum auf. Höhere Druckverhältnisse sind daher nur sinnvoll, wenn gleichzeitig die Turbineneintrittstemperatur durch geeignete Maßnahmen (Werkstoffe, Schaufelkühlung) angehoben werden kann. Gemäß Abschnitt 8.5.9 gilt hierbei für den GT- oder Maschinen-Wirkungsgrad (K + T) η_{GT} oder η_M ungekühlt:

$$\eta_M = \eta_{K,s} \cdot \eta_{T,s} \cdot \eta_m \quad (13)$$

Richtwerte: Für die Wirkungsgrade einzelner Komponenten der offenen Gasturbinen gelten:

Verdichter (Kompressoren):

Einstufiger Radialverdichter $\eta_{K,s} = 0,7 \dots 0,85$
 Mehrstufiger Axialverdichter $\eta_{K,s} = 0,82 \dots 0,92$

Turbinen:

Radialturbinen $\eta_{T,s} = 0,62 \dots 0,87$
 Axialturbinen $\eta_{T,s} = 0,84 \dots 0,94$
 Gütegrad $\eta_g = 0,5 \dots 0,8$

Bemerkung: Der Wirkungsgrad des Verdichters liegt etwa 2 %-Punkte unter dem der Turbine, also

$$\eta_{K,s} \approx \eta_{T,s} - 0,02 \quad (14)$$

Brennkammer:

Einzelbrennkammer

$$\text{Druckverlust} \quad \Delta p_{\text{BK}} = (0,04 \dots 0,06) \cdot p_{\text{BK}}$$

$$\text{Ausbrenngrad} \quad \eta_{\text{BK}} = 0,94 \dots 0,98$$

Ringbrennkammer

$$\text{Druckverlust} \quad \Delta p_{\text{BK}} = (0,02 \dots 0,05) \cdot p_{\text{BK}}$$

$$\text{Ausbrenngrad} \quad \eta_{\text{BK}} = 0,94 \dots 0,98$$

$$\text{Mechanischer Wirkungsgrad} \quad \eta_{\text{m}} = 0,97 \dots 0,99$$

Temperaturen: Bei realer Zustandsänderung ergeben sich – entsprechend Abschnitt 10.3.2.4 – mit der Näherung $c_p \approx \text{konst}$ folgende Formeln, d. h. Näherungsbeziehungen für die Temperaturänderung:

Verdichter-Kompression:

Aus

$$\eta_{\text{K},s} = \frac{\Delta h_{\text{K},s}}{\Delta h_{\text{K}}} = \frac{c_p \cdot T_1 \cdot (\Pi_{\text{K}}^{(\kappa-1)/\kappa} - 1)}{c_p \cdot (T_2 - T_1)}$$

folgt:

$$\Delta T_{\text{K}} = T_2 - T_1 = \eta_{\text{K},s}^{-1} \cdot T_1 \cdot (\Pi_{\text{K}}^{(\kappa-1)/\kappa} - 1) \quad (15)$$

Turbinen-Expansion:

Aus

$$\eta_{\text{T},s} = \frac{\Delta h_{\text{T}}}{\Delta h_{\text{T},s}} = \frac{c_p \cdot (T_3 - T_4)}{c_p \cdot T_3 \cdot [1 - (1/\Pi_{\text{T}})^{(\kappa-1)/\kappa}]}$$

folgt:

$$\Delta T_{\text{T}} = T_3 - T_4 = \eta_{\text{T},s} \cdot T_3 \cdot [1 - (1/\Pi_{\text{T}})^{(\kappa-1)/\kappa}] \quad (16)$$