

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 91/92 (1928)
Heft: 4

Artikel: Die rückgewinnbare Wärme im Dampfturbinen-Prozess
Autor: Bremi, Th.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-42435>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 01.04.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

INHALT: Die rückgewinnbare Wärme im Dampfturbinen-Prozess. — Widerstände und Schwierigkeiten für die Rationalisierung im Bauwesen. — Ideen-Wettbewerb für die Ueberbauung des Stampfenbach-Areals in Zürich. — Die Festigkeit des Mörtels und des Beton. — Vom Umbau der Wasserkraftanlage Rheinfelden. — Neuer Internationaler Verband für Materialprüfungen. — † Henri Etienne. — Mitteilungen: Neubau der Chirurgischen Klinik Zürich. Erhöhung der Normenfestigkeiten für Zemente

in Deutschland. Eine zentralisierte automatische Feuerungsregelung. Das Perpetuum mobile erfunden. Rettungswagen für die neuen Strassentunnel in New York. Der Verbrauch an Kalziumkarbid im Jahre 1926. — Wettbewerbe: Städtisches Altersheim in Zürich. Stadtbauplan für die Stadtgemeinde Luzern. — Vereinsnachrichten: Schweizer Ingenieur- und Architekten-Verein. Zürcher Ingenieur- und Architekten-Verein. Basler Ingenieur- und Architekten-Verein. S. T. S.

Band 91.

Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet.

Nr. 4

Die rückgewinnbare Wärme im Dampfturbinen-Prozess.

Von Dipl.-Ing. TH. BREMI, Brown, Boveri & Cie., Baden.

In letzter Zeit wurde die Frage der Wärmerückgewinnung wiederholt aufgegriffen. Die älteste Lösung, die für ideale Gase, stellt das Problem als von der Temperatur unabhängig dar. Eine amerikanische Veröffentlichung von W. E. Blowney und G. B. Warren: „The increase in thermal efficiency due to resuperheating in steam-turbines“, in der in graphischer Darstellung eine wesentliche Abhängigkeit von der Temperatur für Wasserdampf beschrieben wird, worin aber über den Ursprung dieser Kurven keinerlei Angaben gemacht werden, gab Veranlassung, die Frage der Wärmerückgewinnung neuerdings zu prüfen.

I. DEFINITION DES WÄRMERÜCKGEWINNUNGS-FAKTORS.

Die Entspannung des Dampfes in der mehrstufigen Dampfturbine bringt eine Energieverschleppung im Sinne wachsender Entropie mit sich, indem die Reibungsverluste in den Schaufelkanälen einer Stufe in Wärme rückverwandelt werden und damit die Energiemenge der folgenden Stufe, gegenüber dem bei idealer, d. h. adiabatischer Expansion erreichbaren Werte, vergrössern. Die zusätzliche Energiemenge der Stufe *CD* (Abb. 1) als Folge der unvollständigen Umsetzung in der vorangehenden Stufe *AC* kommt im *TS*-Diagramm durch das Flächenstück *C'D'D'C'* zum Ausdruck. Dass aber trotz der Vermehrung der an der Umsetzung beteiligten Energiemengen der Gesamtwirkungsgrad η_i für alle Stufen schlechter als der bei adiabatischer Expansion sein muss, findet seinen Ausdruck darin, dass die Summe der Zusatzenergiemengen $\Sigma e < T_k \Delta S$ ist. Andererseits wird η_i der ganzen Turbine aber dadurch grösser als der Schaufelwirkungsgrad η_s der einzelnen Stufe.

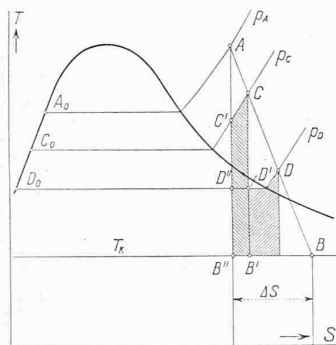


Abb. 1.

Als Wärmerückgewinnungsfaktor *R* (Reheatfaktor) bezeichnen wir das Verhältnis der Summe der bei der Umsetzung beteiligten Energiemengen Σh_n zur Energiemenge bei adiabatischer Umsetzung H_o . Die Berechnung dieser beiden Energiemengen lässt sich für ideale Gase allgemein durchführen und ergibt nach Martin ¹⁾ für *R* unter Voraussetzung unendlich vieler Stufen die Funktion

$$R_\infty = \frac{1}{\eta_s} \frac{1 - q^{\eta_s}}{1 - q} \text{ mit } q = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{x-1}{x}} \dots (1)$$

Der Uebergang von dieser Formel für ideale Gase auf eine solche für Wasserdampf kann nun in der Weise erfolgen, dass eine möglichst einfache Näherungsformel als Zustandsgleichung für Wasserdampf herangezogen wird. So benützt Zinzen ²⁾ zur Einführung des Temperatureinflusses: $v = 47,1 T/p$, während Wewerka ³⁾ lineare Zunahme der spezifischen Wärme $c = a + bT$ ansetzt und damit eine Temperaturfunktion entwickelt, die für Heissdampf angenähert einen konstanten Wert annimmt.

¹⁾ „A new theory of the steam turbine“. Engineering, Juli 1918, S. 54.
²⁾ „Rückgewinnbare Verlustwärme und Vergrösserung des Wärmegefälles in mehrstufigen Gleichdruckturbinen“. Z. f. tech. Physik, 1925, S. 185.
³⁾ „Die rückgewinnbare Wärme bei Hochdruckdampfturbinen“. Archiv für Wärmewirtschaft, Juli 1926, Seite 189.

Andererseits können wir durch direkte Anlehnung an die Entropietafel und daher mit Würdigung der kompliziert gebauten Zustandsgleichungen für Wasserdampf, wie sie die neuesten Versuche aufdrängten ⁴⁾, auf teilweise geometrischem Wege eine Näherungslösung des Problems finden. Es ist naheliegend, dass *R* für eine bestimmte Expansion, d. h. bei festgesetzter Stufenzahl und angenommenem Schaufelwirkungsgrad η_s , durch Zeichnen des Entropiediagrammes (in der *J-S*-Tafel) als Verhältnis der Summe aller gemessenen, einzelnen adiabatischen Stufengefälle zum Gesamtgefälle bestimmt werden kann. Einerseits versagt aber diese Methode bei grosser Stufenzahl aus Gründen zeichnerischer Ungenauigkeit, andererseits veranschaulicht eine allgemeine Lösung den Einfluss dieser „Gefällsvergrösserung“ auf den ganzen Expansionsprozess besser, als die zahlenmässige Bestimmung von Fall zu Fall.

R als relatives Mass für die rückgewinnbare Wärmemenge ist nur abhängig von den folgenden drei Faktoren, deren qualitativer Einfluss zuerst festgelegt werde: 1. Vom Dampfzustand während der Expansion; 2. vom Schaufelwirkungsgrad; 3. von der Stufenzahl.

Einfluss des Dampfzustandes.

Für ein konstantes Druckgefälle wächst das adiabatische Wärmegefälle *H* mit der Entropie. Hierin kommt *R* zum Ausdruck. Diese Veränderlichkeit ist im *J-S*-Diagramm durch die Neigung der Drucklinien charakterisiert: Während im Nassdampfgebiet das Anwachsen von H_o durch die Divergenz der geradlinig verlaufenden *p*-Linien vollständig bestimmt ist, wird im Ueberhitzungsgebiet dem Einfluss der Divergenz noch jener der konvexen Krümmung der *p*-Linien überlagert. Im Heissdampfgebiet muss also eine grössere Zunahme von *H* stattfinden, als im Nassdampfgebiet bei gleicher Entropieverschiebung, oder für entsprechende Expansionen ist *R* im Heissdampfgebiet wesentlich grösser als im Nassdampfgebiet. — Die Neigung *tg a* der *p*-Linien lässt sich aus den allgemeinen Gasgleichungen leicht ermitteln:

Aus $dq = T ds = T \left[\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right) dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right) dp \right]$
 entsteht für *p* = konstant

$$dq_p = T \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p dT$$

Andererseits entsteht aus $dq = di - Av dp$ oder

$$dq = \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right) dT + \left[\frac{\partial i}{\partial p} - Av\right] dp$$

für *p* = konstant $dq_p = \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p dT$

Durch Gleichsetzen der beiden Ausdrücke für q_p wird:

$$T = \left(\frac{\partial i}{\partial s}\right)_p = \text{tg } a \dots (2)$$

Tabelle I auf der folgenden Seite zeigt, dass für *S* = konstant *tg a* in dem für den Turbinenbau in Frage kommenden Heissdampfgebiet mit grösster Annäherung geradlinig mit dem Wärmeinhalt *i* wächst: $\text{tg } a = a_o + \beta i$. Diese Geraden können ausserdem zwanglos als Parallele gezeichnet werden. Damit wird β = konstant und $a_o = f(S)$, woraus für *tg a* angesetzt werden kann:

$$\text{tg } a = a + bs + cs^2 + ds^3 + \beta i \dots (3)$$

$$a = 6020,64; b = -11339,61; c = 6114,50;$$

$$d = -1103,33; \beta = 2,1695.$$

⁴⁾ Knoblauch, Raisch und Hansen, Tabellen und Diagramme für Wasserdampf, berechnet aus der spezifischen Wärme, 1923.

TABELLE I.

S	p (at abs.)	i (kcal/kg)	tg α
1,60	10,0	674,6	473,0
	16,0	698,8	527,6
	26,0	727,0	589,8
	40,0	754,0	649,3
	60,0	782,0	708,7
1,70	3,0	662,0	427,3
	6,0	697,1	506,3
	10,0	726,4	570,3
	26,0	792,2	710,0
1,80	1,60	675,6	450,5
	2,50	699,2	503,0
	9,00	781,5	678,0
1,90	0,25	635,0	358,0
	0,50	664,6	422,6
	2,00	741,0	588,3
	4,00	788,2	687,0

Einfluss des Schaufelwirkungsgrades.

Da thermodynamisch eine Expansion mit schlechtem Wirkungsgrad durch eine grosse Entropie-Zunahme charakterisiert ist, wie oben ausgeführt, der Wärmerückgewinnungsfaktor mit abnehmendem Schaufelwirkungsgrad wachsen. Eine Verbesserung des Schaufelwirkungsgrades bringt daher keine verhältnismässige Verbesserung des ganzen Turbinenwirkungsgrades mit sich, was deutlich in Erscheinung tritt bei qualitativ verschiedenen Hochdruckteilen kombinierter Turbinen¹⁾. [Vergleiche Abschnitt IV.]

Einfluss der Stufenzahl.

Die Reibungs- und Wirbelungsenergie der letzten Stufe entgeht der Rückgewinnung; R muss daher mit der Stufenzahl wachsen und sich asymptotisch dem maximalen Wert für unendlich viele Stufen $R_{\infty} = 1 + r_{\infty}$ nähern. Bei zwei Stufen liefert nur die erste Hälfte des Gesamtgefälles H_0 einen Beitrag für R, daher $r_2 \cong \frac{1}{3} \cdot r_{\infty}$, bei drei Stufen sind die oberen $\frac{2}{3}$ des Gesamtgefälles beteiligt und bei n Stufen analog $\frac{n-1}{n}$ Teile des Gefälles. Wir können daher näherungsweise schreiben

$$(R_n - 1) = \frac{n-1}{n} (R_{\infty} - 1) \dots (4)$$

Tabelle II gibt einen Vergleich dieser Formel mit der von Zinzen entwickelten exakten Formel für ideale Gase (bei Abnahme der Stufendrucke nach einer geometrischen Reihe):

$$R_n = R_{\infty} \eta_s \frac{1 - q^n}{1 - q} \dots (5)$$

TABELLE II.

n	2	4	8	16	32
I	0,478	0,735	0,865	0,930	0,963
II	0,500	0,750	0,875	0,938	0,967

In Zeile I sind mit $\eta_s = 70\%$, $\frac{p_2}{p_1} = 0,2$, $x = 1,30$ die Werte $\frac{R_n - 1}{R_{\infty} - 1}$ nach Formel (5), in Zeile II die selben Werte nach (4) berechnet, enthalten. Die Uebereinstimmung ist sehr befriedigend.

Wir können uns also füglich mit der Aufstellung einer Berechnungs-Methode für R_{∞} begnügen und mit Benützung von (4) auf die Werte für n Stufen schliessen. — Die schon erwähnte Unstetigkeit der $p = \text{konstant}$ -Kurven im f - S -Diagramm an der Sättigungsgrenze bedingt eine getrennte Behandlung der Frage für Nass- und Heissdampf.

¹⁾ Forner: „Der Einfluss der rückgewinnbaren Verlustwärme des Hochdruckteiles auf den Dampfverbrauch der Dampfmaschinen“. 1922.

II. DER WÄRMERÜCKGEWINNUNGSFAKTOR IM NASSDAMPFGEBIET.

Die Dreiecke D_0KE und GKE in Abb. 2 ergeben

$$D_0G = ds (\text{tg} \alpha - \text{tg} \alpha_2)$$

wenn KG parallel zu $D'D$ gemacht wird. D_0G entspricht der Gefällsvergrösserung Δh durch den Entropiezuwachs ds in der Stufe CD . Nach der Definition des Wärmerückgewinnungsfaktors

$$R = \frac{\Sigma h}{H_0} = \frac{\Sigma (h_0 + \Delta h)}{H_0} = \frac{H_0 + \Sigma \Delta h}{H_0}$$

worin h_0 das Stufengefälle auf der Adiabate AB' gemessen, darstellt, ergibt sich also

$$R_{\infty} = \frac{H_0 + \int_A^B ds (\text{tg} \alpha - \text{tg} \alpha_2)}{H_0} \dots (6)$$

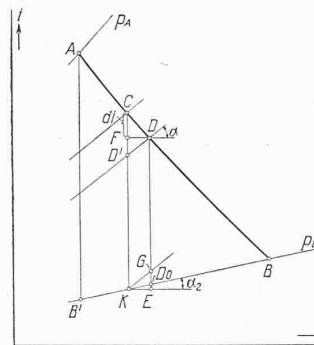


Abb. 2.

Andererseits entsteht aus $FD \text{tg} \alpha = -F'D$
 $= -(CD' - CF)$
 $= -\left(\frac{di}{\eta_s} - di\right)$

die Beziehung

$$ds \text{tg} \alpha = -\frac{1 - \eta_s}{\eta_s} di.$$

Da ausserdem das Verhältnis $CD' : CF$ den Schaufelwirkungsgrad darstellt, also $di_{ad} = \frac{di}{\eta_s}$, lassen sich in Formel (6) die Grenzen des Integrales auf A und B' überführen.

Endlich soll noch die auch im Nassdampfgebiet gültige Beziehung $\text{tg} \alpha = \alpha'_0 + \beta' i$ herangezogen werden. Formel (6) geht damit über in

$$R_{\infty} = 1 - (1 - \eta_s) \left[1 + \frac{\text{tg} \alpha_2}{H_0} \int_A^{B'} \frac{di_{ad}}{\alpha'_0 + \beta' i} \right]$$

oder integriert zwischen den Grenzen i_A und $i_{B'}$

$$R_{\infty} = 1 + (1 - \eta_s) \left[1 + \frac{\text{tg} \alpha_2}{\beta' H_0} \ln \left(\frac{\alpha'_0 + \beta' \cdot i_{B'}}{\alpha'_0 + \beta' \cdot i_A} \right) \right] (7)$$

Substituieren wir schliesslich noch

$$\alpha'_0 + \beta' i = \beta' i' \text{ mit } i' = i - i_0, \text{ wobei } i_0 = -\frac{\alpha'_0}{\beta'}$$

so erhalten wir nach einigen Umformungen als endgültiges Resultat

$$R_{\infty} = 1 + (1 - \eta_s) \left[1 - \frac{\ln q_i}{q_i - 1} \right] \dots (8)$$

mit

$$q_i = \frac{i'_A}{i'_{B'}} = \frac{i_A - i_0}{i_{B'} - i_0}$$

Für den Wert $i_0 = -\frac{\alpha'_0}{\beta'}$ als einer Funktion der Entropie, seien folgende Zahl-Werte angeführt (Abb. 3):

S	1,50	1,60	1,70	1,80
i_0	98,0	82,7	56,8	33,5 kcal/kg

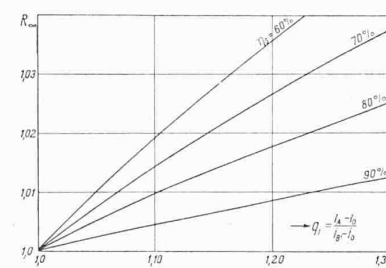


Abb. 3.

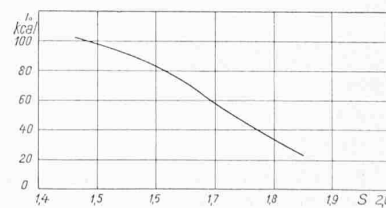


Abb. 4. Wärmerückgewinnungsfaktor im Nassdampfgebiet.

Abb. 4 stellt die Werte von R_{∞} für Nassdampf in Funktion von q_i für verschiedene Parameter η_s graphisch zusammen. Zur Bestimmung des Wärmerückgewinnungsfaktors R für eine im Nassdampfgebiet verlaufende Expansion genügt also das Ablesen der Wärme-Inhalte i_A und $i_{B'}$ des Anfangs- bzw. Endzustandes des Dampfes bei adiabatischer Expansion, woraus mit Hilfe von Abb. 3 die Werte $i'_A = i_A - i_0$ und $i'_{B'} = i_{B'} - i_0$ zu finden sind. Der

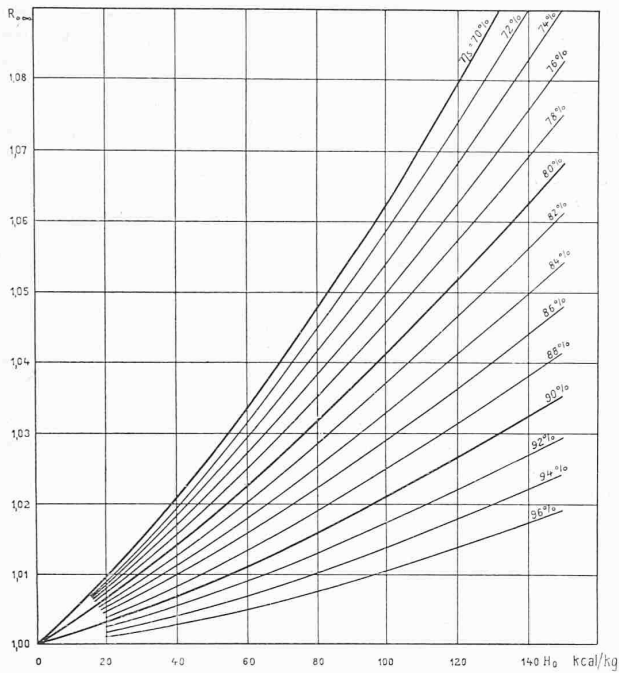


Abb. 5. Wärmerückgewinnungsfaktor für Heissdampf.
Anfangspunkt der Expansion: $i = 774,6$ kcal/kg, $t = 400^\circ\text{C}$,
 $s = 1,70$, $p = 20,2$ at abs.

Quotient $\frac{i'_A}{i'_B} = q_i$ dient in Abb. 4 als Abszisse, womit für jeden Schaufelwirkungsgrad η_s der zugehörige Wärmerückgewinnungsfaktor R_∞ entnommen werden kann.

III. DER WÄRMERÜCKGEWINNUNGSFAKTOR IM HEISSDAMPFBEBIET.

Die konvexe Krümmung der p -Kurven machen eine Integration in obigem Sinne sehr schwerfällig, doch können wir mit der angeführten Bezeichnung

$$\frac{di}{ds} = -\frac{1}{K} \operatorname{tg} \alpha \text{ mit } K = \frac{1 - \eta_s}{\eta_s} \quad (9)$$

einen allgemeineren Weg beschreiten. Durch Einsetzen von (3) in (9) erhalten wir unmittelbar als Gleichung der Expansionslinie

$$\frac{di}{ds} + \frac{\beta}{K} i = -\frac{1}{K} [a + bs + cs^2 + ds^3]$$

oder integriert

$$i_E = a_0 + a_1 s + a_2 s^2 + a_3 s^3 - C e^{-\frac{\beta}{K} s} \quad (10)$$

mit

$$a_0 = -\frac{a}{\beta} + \frac{b}{\beta^2} K - \frac{2c}{\beta^3} K^2 + \frac{6d}{\beta^4} K^3 \quad a_2 = -\frac{c}{\beta} + \frac{3d}{\beta^2} K$$

$$a_1 = -\frac{b}{\beta} + \frac{2c}{\beta^2} K - \frac{6d}{\beta^3} K^2 \quad a_3 = -\frac{d}{\beta}$$

Ebenso können wir die Gleichung einer p -Kurve

$$\frac{di}{ds} = a + bs + cs^2 + ds^3$$

integrieren

$$i_P = a'_0 + a'_1 s + a'_2 s^2 + a'_3 s^3 + C' e^{\beta s} \quad (11)$$

mit

$$a'_0 = -\frac{a}{\beta} - \frac{b}{\beta^2} - \frac{2c}{\beta^3} - \frac{6d}{\beta^4} \quad a'_2 = -\frac{c}{\beta} - \frac{3d}{\beta^2}$$

$$a'_1 = -\frac{b}{\beta} - \frac{2c}{\beta^2} - \frac{6d}{\beta^3} \quad a'_3 = -\frac{d}{\beta}$$

wobei C' aus der Randbedingung $S_B = S_A$ für $i_B = i_A - H_0$ zu berechnen ist. Die transzendente Form der Funktionen für i_E und i_P verhindert die analytische Bestimmung des Schnittpunktes beider Linien. Der gesuchte Endpunkt der wirklichen Expansion kann aber mit gleicher Genauigkeit durch Einzeichnen der nach (10) berechneten Expansionslinie in die J - S -Tafel gefunden werden. Andererseits dient uns die Funktion i_P durch Vergleich mit der Entropietafel als Kriterium für die Genauigkeit der Annahme $\operatorname{tg} \alpha = f(S, i)$ nach Formel (3). Die Nachrechnung der

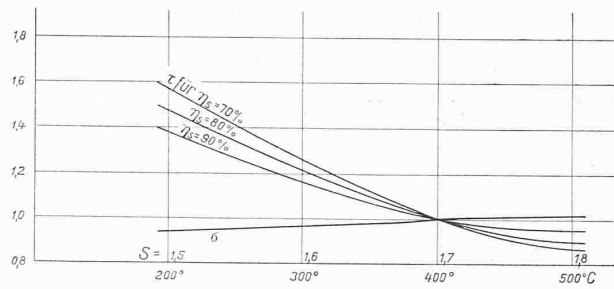


Abb. 6.

Linie $p = 2,5$ at abs. ergibt von $S = 1,70$ als Ausgangspunkt weg, bei

$S = 1,80$, $i = 700,006$ kcal/kg
(nach J - S -Tafel 699,80 kcal/kg)

$S = 1,90$, $i = 756,65$ kcal/kg
(nach J - S -Tafel 755,80 kcal/kg)

Aehnliche kleine Abweichungen zeigen auch andere nach (11) berechnete Drucklinien dieses Gebietes, sodass die Annäherung als befriedigend betrachtet werden kann. Mit Kenntnis des effektiven Endpunktes i_B , S_B der Expansion ergibt sich mit Rücksicht auf die bekannte Beziehung¹⁾

$$R_\infty = \frac{\eta_i}{\eta_s} = \frac{H_i}{\eta_s H_0} = \frac{\int di_E}{\eta_s H_0} \quad (12)$$

durch Integration in den Grenzen A und B der Wärmerückgewinnungsfaktor R_∞ für überhitzten Wasserdampf, wenn $q_s = \frac{S_B}{S_A}$ bezeichnet:

$$R_\infty = \frac{1}{\eta_s H_0} \left[a_1 S_A (q_s - 1) + a_2 S_A^2 (q_s^2 - 1) + a_3 S_A^3 (q_s^3 - 1) - C e^{-\frac{\beta}{K} S_A} \left\{ e^{-\frac{\beta}{K} S_A (q_s - 1)} - 1 \right\} \right] \quad (13)$$

$$a_1 = 5226,88 + 2598,24 K + 648,52 K^2$$

$$a_2 = -2819,34 - 703,26 K$$

$$a_3 = 508,57 \quad \beta = 2,1695 \quad K = \frac{1 - \eta_s}{\eta_s}$$

In Abb. 5 ist R_∞ (mit $R_{0\infty}$ bezeichnet) in Funktion des adiabatischen Wärmegefälles H_0 für verschiedene Schaufelwirkungsgrade η_s dargestellt, wobei als Ausgangspunkt für die Expansion²⁾ $S = 1,70$, $t_1 = 400^\circ\text{C}$ ($p_1 = 20,2$ at abs.) angenommen wurde. Eine Reihe weiterer Auswertungen für andere Dampfverhältnisse ermöglichten durch Vergleich mit den Resultaten von Abb. 5 die näherungsweise Aufstellung von Korrekturkurven (Abb. 6), bezogen auf die Werte $R_{0\infty}$. σ gibt die Veränderlichkeit von R_∞ mit der Entropie, τ diejenige mit der Temperatur wieder. Damit berechnet sich R_∞ für einen beliebigen Dampfzustand nach der Formel

$$(R_\infty - 1) = (R_{0\infty} - 1) \sigma \tau \quad (14)$$

also z. B. für eine 6-stufige Expansion von 20 at abs. 350°C auf 6 at abs., d. h. für ein adiabatisches Gefälle von 70 kcal/kg ergibt sich vorerst aus Abb. 5 mit $\eta_s = 85\%$ $R_{0\infty} = 1,02$. Der Anfangspunkt der Expansion liegt bei $S = 1,662$, was nach Abb. 6 ein $\sigma = 0,995$ ergibt. Ferner ist dort für $t_1 = 350^\circ\text{C}$, $\tau = 1,09$ zu entnehmen, sodass nach (14) entsteht: $R_\infty - 1 = 0,02 \cdot 0,995 \cdot 1,09 = 0,0217$ und mit (4) $R_\infty - 1 = \frac{1}{6} \cdot 0,0217 = 0,018$, oder $R_\infty = 1,018$. Berechnet nach Formel (1) für ideale Gase erhalten wir $R_\infty = 1,0176$.

Allgemein können wir feststellen, dass R für Heissdampf mit der Temperatur stark variiert, und zwar mit steigender Temperatur in der Gegend der Sättigungsgrenze rasch, nachher langsamer abnimmt.

IV. EINFLUSS DER WÄRMERÜCKGEWINNUNG AUS DER HOCHDRUCKSTUFE AUF DEN WIRKUNGSGRAD DER GANZEN TURBINE.

In Abb. 7 sind zwei Expansionen ABC und ABC' verglichen, wobei für die erste eine verlustlose Hochdruckstufe angenommen sei. Dabei ist $h_H = aH$ und $h_N = bH$,

¹⁾ Stodola, „Dampf- und Gasturbinen“. 5. Auflage, Seite 249.

²⁾ Allen Rechnungen wurde die J - S -Tafel von Bantlin, 1925, zu Grunde gelegt.

also $\frac{h_H}{h_N} = \frac{a}{b} = c$ und die in Abschnitt I erklärte Gefälls-
vergrößerung des Niederdruckteiles sei $r = \frac{h'_N}{h_N}$. Führen
wir noch die innern Wirkungsgrade η_H (für AB') und
 $\eta_H = 1,0$ (für AB) ein, daneben für den Niederdruckteil
 η_N , so ergeben sich mit dem stündlichen Dampfgewicht G
die innern Leistungen

$$\left. \begin{aligned} \text{für } ABC \quad L_i &= \frac{GaH}{860} + \frac{GbH}{860} \eta_N \\ \text{für } AB'C' \quad L'_i &= \frac{GaH}{860} \eta_H + \frac{GrbH}{860} \eta_N \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Mit der theoretischen Leistung $L_0 = \frac{GH}{860}$ entsteht
für die innern Wirkungsgrade
 $\eta_i = a + b \eta_N$ bzw. $\eta'_i = a \eta_H + b r \eta_N$

Das Verhältnis $\eta'_i : \eta_i = K'$
stellt den Zusammenhang zwi-
schen der Expansion ABC und
 $AB'C'$ dar, mit Rücksicht auf
die rückgewinnbare Verlust-
wärme des Hochdruckteiles:

$$K' = \frac{\frac{C}{\eta_N} \eta_H + r}{\frac{C}{\eta_N} + 1} \quad (16)$$

Als ganz willkürlich gewähl-
tes Beispiel ist in Abb. 8 K' für
eine Expansion von 16 at, 350°
auf 0,05 at entwickelt, wobei
als Trennungsdruck p_Z zwischen
Hoch- und Niederdruckteil 3,5
und 7 at, und $\eta_N = 85\%$ ge-

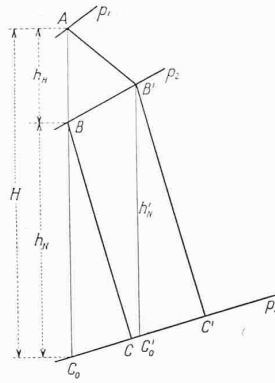


Abb. 7.

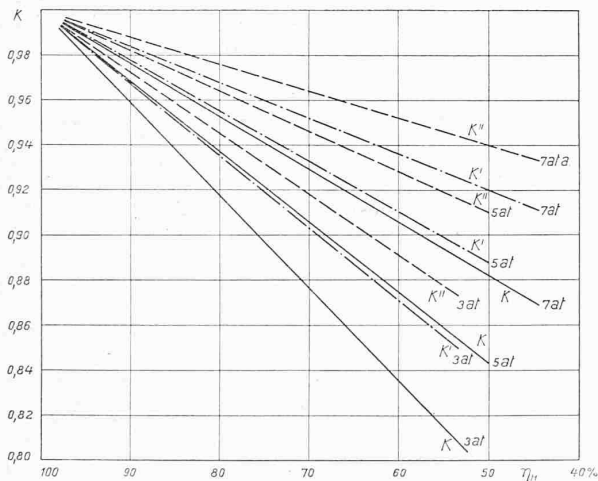


Abb. 8.

wählt wurde. Diese Kurven verlaufen praktisch geradlinig,
sodass mit der Berechnung eines Punktes der Verlauf charak-
terisiert ist, indem für $\eta_H = 100\%$, $K'_{100} = 1,0$ sein muss.
Setzt man noch $r = 1$, so gibt

$$K = \frac{\frac{C}{\eta_N} \eta_H + 1}{\frac{C}{\eta_N} + 1} \quad (17)$$

die Wirkungsgrad-Verschlechterung von $AB'C'$ gegenüber
 ABC ohne Rücksicht auf die rückgewinnbare Wärme wieder.
Die Gegenüberstellung der Kurven K und K' Abb. 8 ver-
anschaulicht daher den Einfluss der Wärmerückgewinnung
einerseits bei verschiedenen Hochdruckwirkungsgraden η_H ,
andererseits bei verschiedener Gefällsverteilung C auf Hoch-
und Niederdruckteil.

Es ist noch zu erwähnen, dass mit der Verschlech-
terung von η_H die Anfangstemperatur für den Niederdruck
steigt. Damit reicht die Niederdruckexpansion weniger tief
ins Nassdampfgebiet hinein und entzieht sich mehr und
mehr dem schädlichen Einfluss der sich ausscheidenden
Wassertropfen. Neben der längst bekannten unerwünschten
Erosionserscheinung tritt dabei eine direkte Wirkungsgrad-

Verschlechterung ein durch den Stoss der langsamer als
die Dampfmoleküle strömenden Wassertropfen auf die
Rückseite der rotierenden Schaufeln.

Mit $\eta'_N = \left(1 + \frac{\Delta t}{2000}\right) \eta_N = \gamma \eta_N$

können wir die auch neuerdings bestätigte empirische
Regel heranziehen, nach der eine Temperaturerhöhung von
20° C eine etwa einprozentige Wirkungsgradverbesserung
des Niederdruckteiles mit sich bringt. Damit geht K' über in

$$K'' = \frac{\frac{C}{\eta_N} \eta_H + \gamma r}{\frac{C}{\eta_N} + 1} \quad (18)$$

Diese Geraden zeigen sinngemäss die geringste Nei-
gung und verdeutlichen die Unempfindlichkeit von η_i einer
ganzen Turbine gegenüber Veränderungen von η_H im be-
sonderen bei kleinem Gefällsanteil des Hochdruckteiles.
Mit den Formeln (16), (17) und (18) kann man also vom
Wirkungsgrad η_{i0} der Expansion mit verlustlosem Hoch-
druckteil (in Abb. 7 ABC) auf das wirkliche η_i der ganzen
Turbine schliessen und zwar:

- $\eta_i = K \eta_{i0}$ ohne Rücksicht auf Wärmerückgewinnung und Einfluss des Nassdampfes,
- $\eta'_i = K' \eta_{i0}$ mit Rücksicht auf Wärmerückgewinnung, aber ohne Einfluss des Nassdampfes,
- $\eta''_i = K'' \eta_{i0}$ mit Rücksicht auf Wärmerückgewinnung und Einfluss des Nassdampfes.

Zur Erläuterung kann aus Abb. 8 (betr. die oben
erwähnte Expansion von 16 at. 350° C auf 0,05 at abs.)
beispielsweise für $p_Z = 5$ at abs. ($h_H = 61,7$ kcal/kg
 $h_N = 162,1$ kcal/kg) also $\eta_{i0} = 89,2\%$ für eine Verbesse-
rung des η_H von 70% auf 77% folgendes entnommen
werden:

TABELLE III.

	I		II		III	
	$r = 1$ u. $\gamma = 1$	$r \neq 1$ u. $\gamma = 1$	$r \neq 1$ u. $\gamma = 1$	$r \neq 1$ u. $\gamma \neq 1$	$r \neq 1$ u. $\gamma \neq 1$	$r \neq 1$ u. $\gamma \neq 1$
η_{i0}	70	77	70	77	70	77
$K' K'' K'''$	0,9055	0,9280	0,9330	0,9490	0,9460	0,9590
η_i	80,6	82,70	83,2	84,5	84,2	85,4
ϵ		2,5		1,6		1,50
ϵ_1	0	0	3,2	2,2	-	-

Darin bedeutet ϵ die Wirkungsgradverbesserung der
ganzen Turbine bei der angenommenen Steigerung von η_H .
 ϵ_1 gibt die lediglich durch die Rückgewinnung der Rei-
bungswärme resultierende thermodynamische Verbesserung.

Im Beispiel, Tabelle III, entspricht einer 10%-igen
Verbesserung des Hochdruckteiles, der 27,5% des ge-
samten Gefälles umfasst, nur eine 1,5%-ige Verbesserung
der ganzen Turbine, also nur 60% von der rein arith-
metisch bestimmten Verbesserung von 2,5% (Kolonne I
und III). Dies verdeutlicht die oft unterschätzte Tatsache,
dass durch eine Wirkungsgradveränderung im Hochdruck-
teil, das Niederdruckgefälle als Folge der Rückgewinnung
der Reibungswärme ebenfalls stark variiert (und zwar mit
zunehmendem η_H abnimmt), sodass die Veränderung des
Gesamtwirkungsgrades sehr abgeschwächt wird. Ausserdem
sind dabei die konstanten Verluste (Lagerreibung, Hilfs-
antriebe), noch nicht berücksichtigt, die eine weitere, wenn
auch weniger einschneidende Verkleinerung des prozen-
tualen Gewinnes bei Verbesserung von η_H verursachen.

ZUSAMMENFASSUNG.

Im Anschluss an eine Beschreibung der wichtigsten
Eigenschaften des mit Wärmerückgewinnung ablaufenden
Expansionsprozesses in mehrstufigen Dampfturbinen, wird
für Nass- und Heissdampf je ein Verfahren zur Berechnung
des Wärmerückgewinnungsfaktors R abgeleitet, das un-
mittelbar auf die Eigenschaften des Wasserdampfes, wie
sie im J - S -Diagramm in Erscheinung treten, Bezug nimmt.
Für Heissdampf ergibt sich daraus eine Abnahme von R
mit steigender Temperatur. Des weitern wird eine Nähe-
rungsmethode entwickelt, die den Einfluss der Wärmerück-
gewinnung aus dem Hochdruckteil auf den Wirkungsgrad
der ganzen Anlage veranschaulicht.