

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

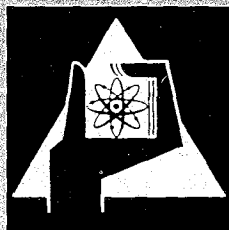
August 1968

KFK 816

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Die numerische Berechnung der Dampfkreisläufe von
Kernkraftwerken

H.G. Franze



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

August 1968

KFK 816

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Die numerische Berechnung der
Dampfkreisläufe von Kernkraftwerken

von

H.G. Franze

(Juni 1967)

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG mbH., Karlsruhe

Inhaltsverzeichnis

1. Allgemeine Optimierungskriterien
 - 1.1 Einfluß von Wärmepreis, Wirkungsgrad und Anlagekosten
 - 1.2 Bestimmung der Stromkosten
2. Die Berechnung der Zustandsgrößen von Wasser und Wasserdampf auf Digitalmaschinen
 - 2.1 Wasserdampfgleichungen
 - 2.2 Wassergleichungen
 - 2.3 Gültigkeitsbereiche der Gleichungen
 - 2.4 Ermittlung der Zustandsgrößen außerhalb der Gültigkeitsbereiche
 - 2.4.1 Wasser
 - 2.4.2 Aufbau der Interpolationsprogramme
 - 2.4.3 Dampf
 - 2.4.4 Aufbau der Interpolationsprogramme
 - 2.5 Gleichungen der Dampfdruckkurve
 - 2.6 Iterationsverfahren
 - 2.6.1 Berechnung von Dampftemperatur aus Druck und Entropie
 - 2.6.2 Berechnung von Dampftemperatur aus Druck und Enthalpie
 - 2.6.3.0 Berechnung von Dampftemperatur aus Druck und Enthalpie und Entropie
 - 2.6.3.1 Überkritischer Bereich
 - 2.6.3.2 Unterkritischer Bereich
 - 2.6.4 Berechnung der Wassertemperatur aus Druck und Enthalpie
3. Der Clausius-Rankine-Prozeß mit Regenerativvorwärmung
 - 3.1 Die Anordnung der Vorwärmanlage
 - 3.2 Die Berechnung der Vorwärmanlage
 - 3.2.1 Oberflächenvorwärmer ohne Kondensatzufuhr
 - 3.2.2 Oberflächenvorwärmer mit Kondensatzufuhr
 - 3.2.3 Entgaser mit Kondensatzufuhr
 - 3.2.4 Zwischenschaltung von Kondensatpumpen
 - 3.3.0 Auslegungs- und Schaltungskriterien
 - 3.3.1 Schaltung der Vorwärmer
 - 3.4.0 Der Expansionsverlauf
 - 3.4.1 Berechnung des inneren Turbinenwirkungsgrades
 - 3.4.2 Berechnung der Zustandspunkte des Expansionsverlaufes
 - 3.4.2.1 Heißdampfgebiet
 - 3.4.2.2 Naßdampfgebiet
 - 3.4.3 Berechnung der Anzapfstellen auf dem Expansionspolygon
 - 3.4.3.1 Heißdampfbereich
 - 3.4.3.2 Naßdampfbereich

- 3.4.4.0 Turbinenaustrittsverhältnisse
- 3.4.4.1 Austrittsverlust
- 3.4.4.2 Expansionsendpunkt im Heißdampfbereich
- 3.4.4.3 Expansionsendpunkt im Naßdampfbereich
- 3.5 Beeinflussung der Anlage durch die Kondensationsverhältnisse
- 4. Die Kreislaufgestaltung und thermodynamische Berechnung von Reaktor-
anlagen
- 4.1.0 Loeffler-Kreislauf für dampfgekühlte schnelle Brüter
- 4.1.1 Einfluß des Dampfverdichters
- 4.1.2 Leistungsbedarf
- 4.1.3 Berechnung der Turbinenleistung
- 4.1.4 Berechnung der Wirkungsgrade
- 4.2 Loeffler-Kreislauf mit Zwischenüberhitzung
- 4.2.1 Wärmezufuhr bei Zwischenüberhitzung
- 4.2.2 Ort der Zwischenüberhitzung
- 4.2.3 Durchsatz an Frischdampf
- 4.2.4 Ableitung des Heizdampfes
- 4.2.5 Kombinationsmöglichkeiten der Schaltung
- 4.2.6 Berechnung des Kreislaufes
- 4.2.7 Berechnung der Regenerativvorwärmung
- 4.2.8.0 Berechnung der Turbinenleistung
- 4.2.8.1 Anzapfung nach der Zwischenüberhitzung
- 4.2.8.2 Anzapfung am Zwischenüberhitzereintritt
- 4.2.8.3 Anzapfung vor der Zwischenüberhitzung
- 4.2.9 Koordinations- und Iterationsprinzipien des Rechenablaufes
- 4.3.0 Reaktoranlagen mit Mehrkreissystemen
- 4.3.1 Die Berechnung von Mehrkreissystemen
- 5. Darstellung und Auswertung der Rechenergebnisse

Bezeichnungen und Symbole

A	Wärmeäquivalent	426,79 (mkp/kcal)
A_K	spezifische Anlagekosten	(DM/kW inst.)
a	Kühlgrenzabstand	
C	Konstante	
DEW	Aufwärmenthalpie pro Vorwärmer	
DP	Druckdifferenz	(kp/m ²)
DT	Temperaturdifferenz	(grd)
E	spezifische Enthalpie	(kcal/kg)
G	Durchsatz	(kg/h)
i	spezifische Enthalpie	(kcal/kg)
K	Stromkosten	(DM/kWh)
K_A	spezifischer Anlaufkostenteil	(DM/kWh)
K_{AN}	spezifischer Anlaufkostenteil	(DM/kWh)
K_{Br}	spezifische Brennstoffkosten	(DM/kWh)
K_{BV}	spezifischer Betriebs- und Versicherungskostenteil	(DM/kWh)
K_{BZ}	spezifischer Bauzinskostenteil	(DM/kWh)
M	Zahl der Turbinenfluten	
N	Leistung	(kW, MW)
n	Vorwärmstufenzahl	
P	Druck	(at)
p	Wirkungsgradabfall im Naßdampfgebiet	
Q_a	abgeführte Wärme	
Q_z	zugeführte Wärme	
q_{sp}	spezifische Leistung	(MW/kg spaltbares Material)
S	spezifische Entropie	(kcal/kg ^o K)
T	Temperatur	(grd)
V	spezifisches Volumen	(m ³ /kg)
W	Zustandsgröße	
Z	Kühlzonenbreite	(grad)
ZWÜ	Zwischenüberhitzer	
α	Annuität	(%/a)
α	Konstante der Expansionsfunktion	
β	Konstante der Expansionsfunktion	
θ	Wärmepreis	(Pf/kW _{th})
δ	jährlicher Ausnutzungsgrad	
η	Wirkungsgrad	

Indizes

a	Austritt
br	brutto
D	Dampf
e	Eintritt
EG	Entgaser
F	Flut
H	Hochdruck
i	innerer Turbinenwirkungsgrad
ip	innere Pumpe
k	Kupplung
k	Kühlwasser
KA	Kondensatoraustritt
M	Motor
M	Mitteldruck
m	mechanisch
N	Niederdruck
ND	Naßdampf
nst	Vorwärmstufen
R	Rückkühler
R	Verdampfung
RA	Reaktorausstritt
RE	Reaktoreintritt
s	Sättigungszustand
spz	spezifisch
SV	Strömungsverlust
T	Turbine
U	Umspannung
V	Vorwärmer
VD	Verdichter
VT	Vorschaltturbine
W	Wasser
z	zulässig
ZN	Zahl der Niederdruckvorwärmer
"	Sättigungswerte Dampf
'	Sättigungswerte Wasser

Literaturzusammenstellung

- [/1/ SMIDT, Nukleonik, Bd.3, S.257; Bd.8, S.353
- [/2/ HÄFELE, Kernforschungszentrum Karlsruhe, unveröffentlicht
- [/3/ GRUMM, Berechnung der Brennstoffkosten, Atomwirtschaft 1966, S.76
- [/4/ KELLER, Endstufen von Kondensationsturbinen, AEG Mitt. 54/9, S.616
- [/5/ SCHÜLLER, BBC, Stufenwirkungsgrad von Dampfturbinen
- [/6/ LAUPICHLER, Archiv für Wärmewirtschaft, 1926, S.139
- [/7/ BOLTE, Zur Frage der Stufenaufteilung ..., Energie, Bd.9, 1957, S.339
- [/8/ NEKOLNY, Theorie der mehrstufigen regenerativen Speisewasservorwärmung, Energietechnik, 7.Jg., H.10, S.453; H.11, S.515
- [/9/ MUNSER, Beitrag zur Stufenaufteilung ..., Energietechnik
- [/10/ VDI-Wasserdampfatafeln, 6.Auflage von E.SCHMIDT, 11.Jg., H.5, S.224
- [/11/ HOTES, H., Zur Berechnung von Zustandsgrößen, AEG Berlin
- [/12/ KNIZIA, K., Die Ermittlung des optimalen Wirkungsgrades von Hochdruck-Hochtemperatur-Dampfkraftprozessen, Dürr-Mitteilungen 7, August 1961
- [/13/ FRANZE, H.-G., unveröffentlicht
- [/14/ Atom und Strom, Juni 1960, S.56
- [/15/ SCHRÖDER, K., Dampfkraftwerke, Bd.1 und 2, Springer-Verlag
- [/16/ Hütte, Bd.I, IIA, Verlag Ernst und Sohn, Berlin

- [17] KINKELDEI, L., Die Bestimmung der günstigsten Anzapfdrücke bei der Anzapfdampfvorwärmung unter Berücksichtigung des Gütegrades der Dampfturbine, Die Wärme 62 (1939) 6, S.97-100
- [18] SCHÄFF, K., Die Theorie der Speisewasservorwärmung, AEG-Mitt., Beilage "Das Kraftwerk", Juli 1938, 1, S. 14-19
- [19] SCHÄFF, K., Günstigste Stufenunterteilung und günstigster Vorwärmgrad bei der Speisewasservorwärmung, Arch. Wärmewirtsch. 21 (1940) 8, S.173-176
- [20] BOLLIER, H., Die Ersparnis durch Speisewasser-Vorwärmung, Escher Wyss Mitt. 23/24 (1950/51), S.29-39
- [21] RABEK, G., Die thermische günstigste Stufenunterteilung und Endvorwärmung von Regenerativvorwärmanlagen, AEG Mitt. 53 (1963), S.309
- [22] BOLTE, W., Zur Frage der günstigsten Stufenaufteilung der Speisewasservorwärmung, Energie (1957), H.9
- [23] SENGER, U., Die wärmewirtschaftlichen Gewinnmöglichkeiten in Kondensationskraftwerken, BWK 7 (1955), S.55
- [24] BANNIERE-ROBIN, J.P., Beitrag zur Thermodynamik der Kreisprozesse in Kernkraftanlagen, Diss. T.H. Karlsruhe (1959)
- [25] MUSIL/KNIZIA, Die Thermodynamik des Dampfkraftprozesses, Bd.1, Springer-Verlag (1966)
- [26] KREBS-GABRIEL, Thermische Optimierung von Reaktoranlagen, Energietechnik 11, H.8, S.371
- [27] LELL, D., Änderung des thermischen Wirkungsgrades bei geänderten Betriebsbedingungen, BWK 16 (1964), S.1
- [28] KRUSE, H., Einsatz elektronischer Prozeßrechenanlagen in Dampfkraftwerken, BWK 16 (1964), S.234
- [29] Betriebsoptimierung großer Dampfkraftwerke, BWK 18 (1966), H.11, S.562
- [30] KAY, F., Single Pressure Stam Cycle Analysis, DEG-Report 131 (R)
- [31] ANDERS, H., Auslegung und Berechnung des Wärmekreislaufes von Dampfanlagen, Diss. T.H. Hannover (1955)
- [32] DOLLEZHAL, N.A., Development of Superheating Power Reactors, Soviet Atomic Energy, Vol.17, No.5 (1964), S.1071
- [33] LYS, L., Design of a Steam-Cooled Nuclear Power Plant, Neue Technik (1966), B/1
- [34] STOFER, G., Steam-Cooled Fast Breeder, NDA 2148-6

- [35] SCHMIDT, E., Internationale Gleichungen ..., BWK 19, Nr.2, S.69
- [36] BOGH, LYS, STREETON, EIR Bericht 113, März 1967, Nuclear Application of the Loeffler Power Cycle
- [37] SCHÄR, Neue Technik, Thermischer Wirkungsgrad dampfgekühlter Reaktoren mit externer Verdampfung, B 4, 1967, S.165.

Einleitung

Die optimale Parameterkonstellation für ein Kernkraftwerk ergibt sich aus der Forderung nach minimalen Stromkosten. Deshalb muß die Abhängigkeit der Stromkosten vom Brut- und Brennstoffzyklus, der nuklearen und kühlungstechnischen Coreauslegung (einschließlich Sicherheitsbetrachtungen) und der thermodynamischen Kreislaufgestaltung bekannt sein. Dabei kann die Verbindung der aufgeführten Problemkreise durch gemeinsame, unabhängige Parameter, wie Reaktordruck und Temperatur, Wärmepreis, Anlagenwirkungsgrad etc. hergestellt werden. Durch die Koordination mit allgemeinen Wirtschaftlichkeitsbetrachtungen lassen sich die besonderen Einflüsse von Wärmepreis und Kraftwerkswirkungsgrad zeigen. Daraus resultierend können über die Einführung des Begriffs der äquivalenten Anlagekosten verschiedene Parametervarianten miteinander verglichen werden. Für diesen Vergleich muß man den Anlagenwirkungsgrad als Funktion der Reaktorparameter und der thermodynamischen Kreislaufgestaltung sehr genau berechnen. Mit erträglichem Zeitaufwand ist das nur auf Digitalmaschinen möglich. Deshalb werden in der folgenden Arbeit spezielle Methoden zur thermodynamischen Berechnung von Loeffler-Kreisläufen mit Regenerativvorwärmung entwickelt, die sich insbesondere für Serienrechnungen eignen. Dabei wurde größter Wert auf einen sich automatisch vollziehenden Rechenablauf gelegt, der mit einem Minimum an Eingabedaten und ohne externe Vorrechnungen arbeitet. Für die Optimierung der Speisewasservorwärmtemperatur konnte ein spezielles Verfahren entwickelt werden, mit dessen Hilfe auch dieser Rechenprozeß ohne äußeren Eingriff abläuft. Dadurch wird für jede Parameterkonstellation automatisch der Kreisprozeß mit der optimalen Vorwärmtemperatur bestimmt. Außerdem wurde bei der Aufstellung der Rechenmethoden größter Wert darauf gelegt, möglichst viele, den Kreisprozeß beeinflussende, Parameter zu berücksichtigen. Das kompliziert nicht nur die Rechenmethoden, sondern führt auch zu einem ganzen Spektrum von Aussagen über den Anlagenwirkungsgrad als Funktion der zu untersuchenden Parameter. Eine Sichtung dieser Ergebnisse ist nur über allgemeine Wirtschaftlichkeitsbetrachtungen möglich, deren Einfluß im Kapitel 1.1 gezeigt wird (s. Seite 6 und Kap. 5).

1. Allgemeine Optimierungskriterien

Das Ziel aller Optimierungsrechnungen ist die Festlegung der wirtschaftlichsten Anlagenparameter. Dabei gelingt es nur selten, diese mannigfaltigen Einflüsse in Form eines geschlossenen mathematischen Ausdrucks darzustellen, und so das gewünschte Ergebnis in Abhängigkeit der jeweiligen Parameter verfügbar zu haben. Es gelingt deshalb nur selten, weil in den meisten Fällen die gegenseitige Abhängigkeit der Einflußgrößen nicht angegeben werden kann und außerdem Imponderabilien konstruktiver-, fertigungstechnischer und betriebstechnischer Art sowie Erfahrung und Gewohnheit mit ausschlaggebend sein können. Die optimale Gestaltung von Großprojekten - wie sie Kernkraftwerke darstellen - ist daher ein über Jahrzehnte andauernder Prozeß.

Das Kriterium für die Wirtschaftlichkeit einer Anlage sind die Stromgestehungskosten. Sie sind hauptsächlich abhängig von

1. dem Wärmepreis,
2. dem Nettowirkungsgrad,
3. der Zahl der Betriebsstunden,
4. der Belastung
5. der Verfügbarkeit,
6. den Anlagekosten,
7. dem Kapitaldienstfaktor (Annuität),
8. den sonstigen Betriebskosten (Personal, Betriebsmittel etc.).

Während man für die meisten aufgezählten Punkte auf Schätzungen angewiesen ist, läßt sich der Nettowirkungsgrad exakt berechnen. Durch Variation der zu untersuchenden Parameter erhält man einen speziell zugeordneten elektrischen Nettowirkungsgrad. Hohe Wirkungsgrade bewirken niedrige variable (betriebsstundenabhängige) Kosten. Bei gleichen Stromgestehungskosten dürfen die Anlagekosten bei verbessertem Wirkungsgrad demnach auch höher sein und umgekehrt. Da nun in einem frühen Projektstadium nur unzulängliche Aussagen über Anlagekosten zur Verfügung stehen, müssen die Optimierungskriterien mit dem exakt zu berechnenden Wirkungsgrad verknüpft werden. Das erreicht man durch den Vergleich der Wirkungsgraddifferenzen, die sich für jede Parameterkonstellation ergeben. Für die Bedingung gleicher Stromgestehungskosten kann aus der Wirkungsgraddifferenz eine Anlagekostendifferenz ermittelt werden. Die Änderung der Anlagekosten (Aufwand) im Verhältnis zu dem daraus resultierenden Nutzen (Wirkungsgradverbesserung) wird als Aufwandfaktor bezeichnet. Bei optimal konzipierten Kraftwerken soll der Aufwandfaktor für alle Anlageteile einem gleichen Grenzwert entsprechen, dessen Betrag vom Brennstoffpreis, den Betriebsstunden und dem Kapitaldienstfaktor abhängig ist. Über die Berechnung

des Anlagenwirkungsgrades und dessen Verknüpfung mit dem Aufwandfaktor können daraus Optimierungskriterien abgeleitet werden. Mit dem Anlagenwirkungsgrad lassen sich dadurch auf relativ einfache Weise alle die Kernkraftwerksauslegung beeinflussenden Parameter verknüpfen. Es sind dies in der Hauptsache

1. die nukleare Core- und Brutmantelauslegung,
2. die wärmetechnische Core- und Brutmantelauslegung,
3. der Brennstoff- und Brutzyklus,
4. die Sicherheitsfragen,
5. die thermodynamische Kreislaufgestaltung des Kraftwerkes.

Möchte man z.B. die Reaktorkühlmitteltemperatur erhöhen, so kann das mehrere Auswirkungen haben: die Coreabmessungen ändern sich, der Druckabfall steigt, wärmebeständigere Werkstoffe müssen verwendet werden, die Sicherheitsabstände zu den zulässigen Materialwerten können herabgesetzt werden; das kann zu einem erhöhten Aufwand an Meß- und Überwachungsinstrumentierung führen, etc. In diesem speziellen Fall läßt sich über die Kühlmitteltemperatur der zugehörige Wirkungsgrad und der daraus resultierende Nutzen bestimmen. Durch eine Kostenabschätzung des Aufwandes findet man die Auswirkungen auf die Wirtschaftlichkeit des Kraftwerkes.

1.1 Der Einfluß von Anlagekosten, Wirkungsgrad und Wärmepreis

Die Wärmeabfuhr vom Reaktorbrandstoff an das Kühlmittel schafft eine Verbindung zwischen thermischer und nuklearer Coreauslegung. Über Kritikalitätsrechnungen mit Hilfe mehrdimensionaler Multigruppenprogramme kann mit einem von SMIDT [1] angegebenen Verfahren die kühlungstechnische Coreauslegung vorgenommen werden. Die dabei eingehenden Druck- und Temperaturparameter führen zu bestimmten Anlagewirkungsgraden, mit deren Hilfe die Wirtschaftlichkeit beurteilt werden kann. Die gleichen unabhängigen Parameter gehen in die nuklearen, sicherheitstechnischen und schaltungstechnischen Berechnungen ein. Dadurch können die speziellen Rechenprogramme über sie miteinander verknüpft und einer Gesamtbeurteilung zugeführt werden.

1.2 Bestimmung der Stromkosten

In konventionellen Kraftwerken ist der Wärmepreis hauptsächlich von der Brennstoffart und den Transportkosten (Standort) abhängig. Bei schnellen Brutreaktoren hingegen von Coreauslegung, Aufbereitungskosten, Abbrand, Brutrate,

Anlagenwirkungsgrad usw. HÄFELE und GRUMM [2, 3] haben Berechnungs- und Optimierungsverfahren für den Brennstoff und Brutzyklus entwickelt. Dabei werden die Stromkosten hauptsächlich in Abhängigkeit folgender Einflüsse dargestellt:

1. den Kosten für das Erstcore K_C ,
2. den Zinskosten für den Plutonium Einsatz K_{Pu} ,
3. den Wiederaufarbeitungskosten des bestrahlten Brennstoffes K_A ,
4. der Refabrikation neuer Bren- und Brutstoffstäbe K_R ,
5. dem Gewinn aus dem erbrüteten Plutonium K_B ,
6. dem Kraftwerksnettowirkungsgrad.

Die brennstoffabhängigen Stromkosten K_{Br} betragen:

$$K_{Br} = K_C + K_{Pu} + K_A + K_R + K_B \quad (\text{DM/kWh}) \quad (1)$$

In diesen Beziehungen ist der Nettowirkungsgrad als Parameter enthalten. Damit eine Verbindung zwischen dem Brennstoffzyklus und der thermodynamischen Anlagengestaltung hergestellt werden kann, muß man den Nettowirkungsgrad eliminieren. Aus den brennstoffabhängigen Stromkosten K_{Br} und dem Wirkungsgrad η_{netto} findet man den Wärmepreis Θ (DM/kWh):

$$\Theta(\eta_{\text{netto}}) = K_{Br} \cdot \eta_{\text{netto}} \quad (2)$$

Der Wärmepreis Θ stellt die Kosten für die freigesetzte Wärmeenergie dar. Je besser der Wirkungsgrad bzw. je geringer der Wärmeverbrauch, desto geringer sind die Stromkosten. Mit steigendem Wirkungsgrad sinkt bei konstanter elektrischer Leistung die thermische Leistung des Reaktors. Für konstante spezifische Leistung (q_{sp}) sinkt dann ebenfalls die erforderliche kritische Masse (M_{sp}). Ein verbesserter Wirkungsgrad bewirkt dadurch in doppeltem Sinne eine Verringerung der Stromkosten:

1. durch geringeren Wärmeverbrauch,
2. durch geringeren Wärmepreis.

$$\begin{aligned} N_{el} = \text{const} &= Q_{th1} \cdot \eta_{\text{netto} 1} = M_{sp1} \cdot q_{sp1} \cdot \eta_{\text{netto} 1} \\ &= Q_{th2} \cdot \eta_{\text{netto} 2} = M_{sp2} \cdot q_{sp2} \cdot \eta_{\text{netto} 2} \end{aligned} \quad (3)$$

Kleinere thermische Leistungen führen in der Regel zu kleineren Anlagen, d.h. die Rohrleitungen, Wärmetauscher, Verdichter, Aufbereitungs- und Sekundäranlagen können kleiner sein. Andererseits können diese Wirkungsgradverbesserungen durch Temperatur- oder Drucksteigerungen, geringere Temperaturgradienten an den Wärmetauschern und dergleichen zu erhöhten Anlagekosten führen. Für die Gesamtoptimierung müssen deshalb alle Einflüsse erfaßt und die günstigste Parameterkonstellation gefunden werden. Dabei gilt für die Parametervarianten 1 und 2 neben Gl.(3):

$$\eta_{\text{netto } 2} = a \cdot \eta_{\text{netto } 1} \quad (4)$$

$$\theta_2 = b \cdot \theta_1 \quad (5)$$

Aus den Gln.(3) und (4) findet man

$$a = \frac{M_{\text{sp1}} \cdot q_{\text{sp1}}}{M_{\text{sp2}} \cdot q_{\text{sp2}}} = \frac{\eta_{\text{netto } 2}}{\eta_{\text{netto } 1}} \quad (6)$$

Für konstantespezifische Leistung ändert sich die kritische Masse umgekehrt proportional zum Kraftwerkswirkungsgrad. Aus den Gln.(2), (4), (5) und (6) kann die Differenz der spezifischen Brennstoffkosten bestimmt werden:

$$\Delta K_{\text{Br}} = K_{\text{Br1}} - K_{\text{Br2}} = \frac{\theta_1(\eta_n)}{\eta_{\text{netto } 1}} \left(1 - \frac{b \cdot M_{\text{sp2}} \cdot q_{\text{sp2}}}{M_{\text{sp1}} \cdot q_{\text{sp1}}} \right) \quad (7)$$

$$= \frac{\theta_1(\eta_n)}{\eta_{\text{netto } 1}} \left(1 - \frac{\theta_2 \cdot \eta_{\text{netto } 1}}{\theta_1 \cdot \eta_{\text{netto } 2}} \right) \quad (7b)$$

Außer den brennstoffabhängigen Stromkosten (Gl.(1)) müssen für die Optimierung auch die Fixkostenanteile berücksichtigt werden. Sie sind ein unabhängig von der Betriebsstundenzahl fortwährend anfallender jährlicher Kapitaldienst, dessen Betrag hauptsächlich durch Abschreibung und Verzinsung des Anlagekapitals bestimmt ist. Für die fixen Stromkosten K_F findet man (14):

$$K_F = K_A + K_{\text{BZ}} + K_{\text{AN}} + K_{\text{BV}} \quad (\text{DM/kWh}) \quad (1b)$$

K_A = Anlagekostenteil

K_{BZ} = Zinskosten für die Dauer der Bauzeit

K_{AN} = Anlaufkosten durch Probetrieb

K_{BV} = Betriebs-, Verwaltungs-, Versicherungskosten etc.

Die ersten drei Summanden in Gl.(1b) sind eine Funktion der spezifischen nominellen Anlagekosten A_k (DM/kW):

$$K_A + K_{BZ} + K_{AN} = \frac{A_K \cdot \alpha \cdot C_K}{8,76 \cdot 10^5 \cdot \delta} \quad (8)$$

α = Annuität, δ = jährlicher Ausnutzungsgrad,

C_K = Konstante, die vom Zinssatz, der Anlaufzeit etc. abhängig ist ($\approx 1,19$).

Für die Parametervarianten 1 und 2 ergibt sich unter der Bedingung gleicher Wirtschaftlichkeit auch Gleichheit für die Stromkosten.

$$K_{Br1} + \frac{A_{K1} \cdot \alpha \cdot C_K}{8,76 \cdot 10^5 \cdot \delta} + K_{BV} = K_{Br2} + \frac{A_{K2} \cdot \alpha \cdot C_K}{8,76 \cdot 10^5 \cdot \delta} + K_{BV} \quad (9a)$$

Gl.(1) Gl.(1b,8)

$$A_{K1} - A_{K2} = \Delta A_K = (K_{Br2} - K_{Br1}) \cdot \frac{8,76 \cdot 10^5 \cdot \delta}{\alpha \cdot C_K} \quad (10)$$

Setzt man $(K_{Br1} - K_{Br2}) = \Delta K_{Br}$ und dafür die Gl.(7) ein, so wird:

$$\Delta A_K = - \frac{8,76 \cdot 10^5 \cdot \delta}{\alpha \cdot C_K} \cdot \frac{\theta_1}{\eta_{\text{netto } 1}} \left(1 - \frac{\theta_2 \cdot \eta_{\text{netto } 1}}{\theta_1 \cdot \eta_{\text{netto } 2}} \right) (\text{DM/kW}_{\text{inst}}) \quad (9)$$

Die spezifischen äquivalenten Anlagekosten ΔA_K sind die Kostendifferenz pro installiertem kW, um die sich bei gleichen Stromkosten die einzelnen Varianten voneinander unterscheiden. Erhöht man z.B. durch veränderte Parameter den Nettowirkungsgrad, so ist ΔA_K der zulässige Mehraufwand in $\text{DM/kW}_{\text{inst}}$, der für diese Maßnahme wirtschaftlich vertretbar ist. Die zulässigen Gesamtkosten A_{KG} (DM) werden damit

$$A_{KG} = \Delta A_K \cdot N_{el} \quad N_{el} (\text{kW})$$

Die Bestimmung der äquivalenten Anlagekosten nach Gl.(9) ist auf einfache Weise mit dem Diagramm 1 möglich (s. Beispiel).

Für den gesamten Optimierungsprozeß ist die Trennung der nuklearen, kühlungs-technischen und thermodynamischen Berechnungen sinnvoll. Diese Trennung ist möglich, weil die Verbindung zwischen den genannten Problemkreisen über folgende unabhängige Parameter vorgenommen werden kann:

1. Kühlmittelparameter am Reaktorein- und -austritt,
2. Nettowirkungsgrad,
3. Nettoleistung,
4. Wärmepreis.

Von diesen Parametern ausgehend, werden im folgenden Methoden zur thermodynamischen Kreislaufberechnung abgeleitet.

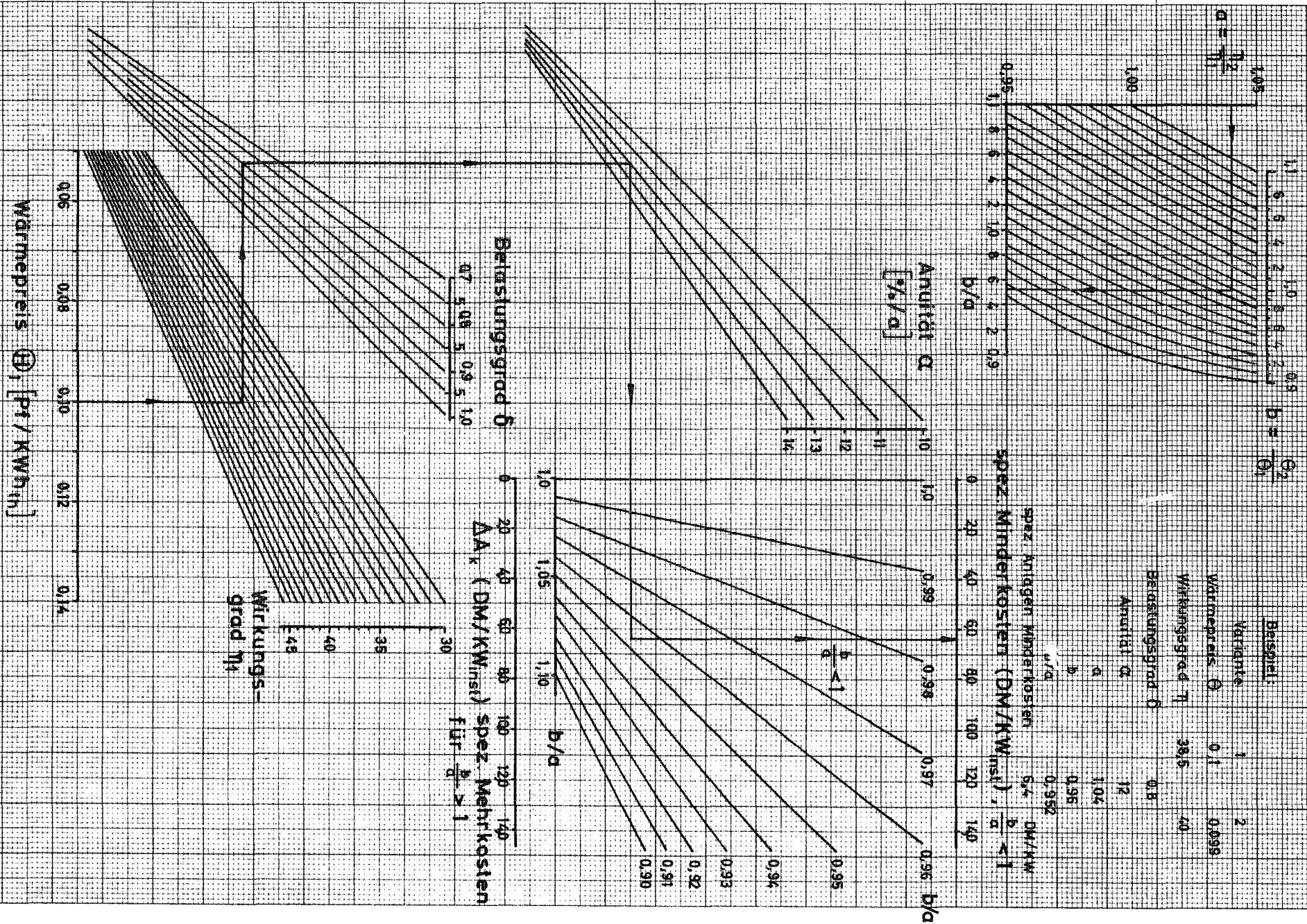


Diagramm 1: Bestimmung der Anlagekosten -
 differenz ΔA_k [DM /KWh_{insl.}]

2. Berechnung der Zustandsgrößen von Wasser und Wasserdampf auf Digitalmaschinen

Voraussetzung für die digitale Kreislaufberechnung ist die Bestimmung der thermodynamischen Zustandsgrößen von Wasser und Wasserdampf. Die Zustandsgrößen sind in den VDI-Wasserdampf-Tabellen angegeben [10] und können für gewisse Bereiche über Zustandsgleichungen berechnet werden (s. Abb. 2.31). Aber gerade Loeffler-Prozesse führen zu Zustandspunkten, die außerhalb der Gültigkeitsbereiche der Gleichungen liegen. Deshalb mußten in dieser Arbeit neue zeit- und speicherplatzsparende Methoden zu ihrer Bestimmung entwickelt werden (Kap. 2.4, 2.6). Nach Abschluß der Rechnungen wurden neue Gleichungssysteme bekannt, die wesentlich größere Gültigkeitsbereiche umfassen [35]. Die dadurch bedingten Korrekturen der Zustandswerte sind aber noch nicht allgemein verbindlich im Rahmen neuer VDI-Wasserdampf-Tabellen veröffentlicht. Davon unabhängig behalten die in dieser Arbeit aufgeführten Methoden ihre Gültigkeit.

Alle Zustandsgleichungen sind in Abhängigkeit von Druck und Temperatur gegeben. In den Kreislaufrechnungen treten Druck und Temperatur aber auch als abhängige Variable auf. Da sich die Gleichungen nicht explizit nach diesen Größen auflösen lassen, mußten auch hierfür spezielle Iterationsverfahren entwickelt werden (Kap. 2.6).

Ausgangspunkt aller Rechnungen sind die Tabellenwerte der VDI-Wasserdampf-
tafeln $\sqrt{10}$. Die Zustandsgrößen wurden in bestimmten Bereichen durch neue
Zustandsgleichungen berechnet. Unabhängige Parameter sind Druck und Tempera-
tur.

2.1 Wasserdampfgleichungen

2.1.1 Das spezifische Dampfvolumen (m^3/kg):

$$v = \frac{\bar{R} \cdot \tau}{\sigma} - \frac{A - E(c - \sigma)}{\tau^{2,82}} \cdot \frac{5,64}{\tau^{2,82}} - \left[\frac{B - (d \cdot \sigma - \tau^3) D \cdot \sigma}{\tau^{14}} + \frac{C}{\tau^{32}} \right] \sigma^2 - (1 - e \cdot \sigma) F \cdot \tau \quad (11)$$

$$\sigma = p/p_k \quad p_k = 2,2565 \cdot 10^6 \text{ (kp/m}^2\text{)} \quad (12)$$

$$\tau = T/T_k \quad T_k = 647,3 \text{ (}^\circ\text{K)} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \bar{R} &= 1,34992 \cdot 10^{-2} & D &= 6,70126 \cdot 10^{-4} & c &= 1,55108 \\ A &= 4,7331 \cdot 10^{-3} & E &= 3,17362 \cdot 10^{-5} & d &= 1,26591 \\ B &= 2,93945 \cdot 10^{-3} & F &= 8,06867 \cdot 10^{-5} & e &= 1,32735 \\ C &= 4,35507 \cdot 10^{-6} \end{aligned}$$

2.1.2 Spezifische Dampfenthalpie (kcal/kg):

$$i = \sum_{v=0}^4 a_{iv} \cdot \tau^v - I_i \left[\left(\frac{3,82 A}{\tau^{2,82}} + 1,82 E \left(c - \frac{\sigma}{2} \right) \tau^{2,82} \right) + \left(\frac{5B - 3(d \cdot \sigma - \tau^3) \cdot D \cdot \sigma}{\tau^{14}} + \frac{11 \cdot C}{\tau^{32}} \right) \sigma^3 \right] \quad (14)$$

$$\begin{aligned} I_i &= 5,28535 \cdot 10^3 \\ a_{i0} &= 4,784866 \cdot 10^2 \\ a_{i1} &= 2,794174 \cdot 10^2 \\ a_{i2} &= -1,92399 \\ a_{i3} &= 17,61866 \end{aligned}$$

2.1.3 Spezifische Dampfentropie (kcal/kg $^\circ\text{K}$):

$$s = a_s \ln \tau + \sum_{v=0}^3 a_{sv} \cdot \tau^v - I_s \left\{ \bar{R} \ln \frac{\sigma}{\sigma_\tau} + \sigma \left[\frac{2,82 A}{\tau^{3,82}} + 2,82 E \left(c - \frac{\sigma}{2} \right) \tau^{1,82} - F \left(1 - e \frac{\sigma}{2} \right) + \sigma^3 \left(\frac{\frac{14}{3} B - \left(\frac{14}{5} d \sigma - \frac{11}{4} \tau^3 \right) D \sigma}{\tau^{15}} + \frac{32 C}{3\tau^{33}} \right) \right] \right\} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\tau} &= 27,6002659 \cdot 10^{-6} & a_{s1} &= -5,94467 \cdot 10^{-3} \\ I_s &= 8,1652213 & a_{s2} &= 4,082804 \cdot 10^{-2} \\ a_s &= 4,3167 \cdot 10^{-1} & a_{s3} &= -6,40892 \cdot 10^{-3} \\ q_{s0} &= 2,554752 \end{aligned}$$

2.2 Wassergleichungen

2.2.1 Das spezifische Wasservolumen (m³/kg):

$$V = \frac{G}{W^{1/3,4}} - H + K\tau + (n - \tau)^2 \left[L + (n - \tau)^8 M - \frac{N(q + r\sigma + \sigma^2)}{z + \tau^{11}} \right] \quad (16)$$

$$U = f - g\tau^2 - h\tau^{-6}$$

$$W = U + \left[k U^2 + l(\sigma - m\tau) \right]^{0,5}$$

$$\begin{aligned} G &= 4,17 \cdot 10^{-1} & f &= 3,7 \cdot 10^8 & m &= 1,500705 \\ H &= 1,139706 \cdot 10^{-4} & g &= 3,122199 \cdot 10^5 & n &= 6,537154 \cdot 10^{-1} \\ K &= 9,949927 \cdot 10^{-5} & h &= 1,999850 \cdot 10^5 & q &= 6,25 \cdot 10 \\ L &= 7,241165 \cdot 10^{-5} & k &= 1,72 & r &= 1,310268 \cdot 10^1 \\ M &= 7,676621 \cdot 10^{-1} & l &= 1,362926 \cdot 10^{16} & z &= 1,5108 \cdot 10^{-5} \\ N &= 1,052358 \cdot 10^{-11} \end{aligned}$$

2.2.2 Die spezifische Wasserenthalpie (kcal/kg):

$$i = \sum_{v=0}^9 b_{iv} \cdot \tau^v + I_{iw} \left\{ \frac{Q}{W^{1/3,4}} \left[(uW - w(3,4 U - V)) W + y\tau - 0,72 VU \right] + \right. \\ \left. \left[-H + (n - \tau)(L(n + \tau) + M(n - \tau)^8 (n + 9\tau)) \right] \sigma - \frac{N(z + 12\tau^{11})}{(z + \tau^{11})^2} \left[q + \left(\frac{r}{2} + \frac{\sigma}{3} \right) \sigma \right] \sigma \right\} \quad (18)$$

$$V = -2g\tau^2 + 6h\tau^{-6}$$

$$\begin{aligned} b_{i0} &= -8,94355335 \cdot 10^3 & b_{i5} &= 6,91440715 \cdot 10^6 & Q &= 6,1191876 \cdot 10^{-17} \\ b_{i1} &= 1,11410473 \cdot 10^5 & b_{i6} &= -6,76171126 \cdot 10^6 & u &= 5,8620689 \cdot 10^{-1} \\ b_{i2} &= -6,36972572 \cdot 10^5 & b_{i7} &= 4,25359285 \cdot 10^6 & w &= 4,1666667 \cdot 10^{-1} \\ b_{i3} &= 2,15684330 \cdot 10^6 & b_{i8} &= -1,56078055 \cdot 10^6 & y &= 1,0226748 \cdot 10^{16} \\ b_{i4} &= -4,72184011 \cdot 10^6 & b_{i9} &= 2,54418298 \cdot 10^5 \end{aligned}$$

2.2.3 Die spezifische Wasserentropie (kcal/kg °K):

$$s = b_s \ln \tau + \sum_{v=0}^8 b_{sv} \tau^v + I_{sw} \left[\frac{Q}{\tau \cdot W^{1/3,4}} \left[w \cdot v \cdot W + y \tau - 0,72 \text{ VU} + \left[(L+5M(n-\tau^8)) \cdot (n-\tau)^2 - K \right] \sigma - \frac{11\tau^{10} N}{(z+\tau^{11})^2} \left[q + \left(\frac{r}{2} + \frac{\sigma}{3} \right) \sigma \right] \cdot \sigma \right] \right] \quad (19)$$

$$\begin{aligned} b_s &= 1,7211567 \cdot 10^2 \\ b_{s0} &= 5,26984477 \cdot 10^2 \\ b_{s1} &= -1,96809075 \cdot 10^3 \\ b_{s2} &= 4,9980920 \cdot 10^3 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b_{s3} &= -9,7262271 \cdot 10^3 \\ b_{s4} &= 1,3352401 \cdot 10^4 \\ b_{s5} &= -1,2535299 \cdot 10^4 \\ b_{s6} &= 7,6664993 \cdot 10^3 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b_{s7} &= -2,7556762 \cdot 10^3 \\ b_{s8} &= 4,4217609 \cdot 10^2 \end{aligned}$$

2.3 Gültigkeitsbereiche der Gleichungen

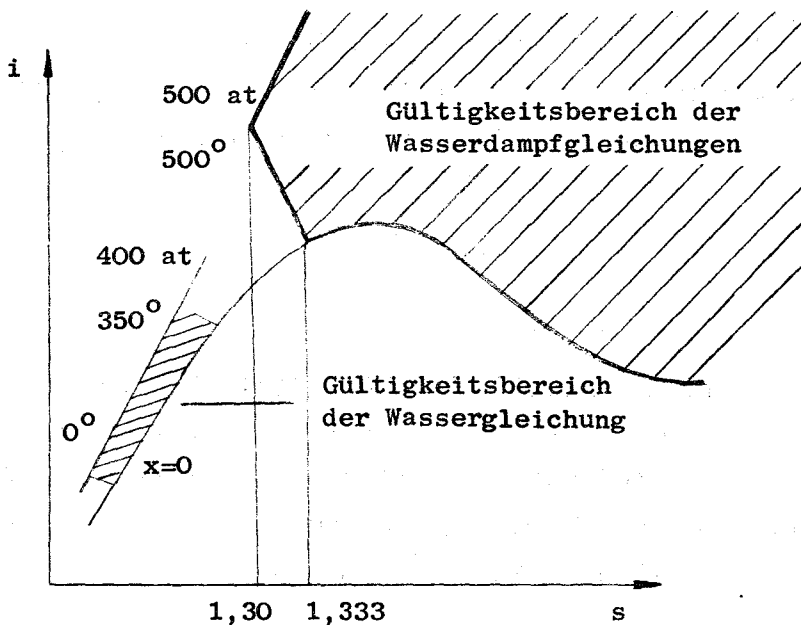


Abb. 2.31

2.4 Ermittlung der Zustandsgrößen außerhalb der Gültigkeitsbereiche

Die Tabellenwerte der VDI-Wasserdampf-tafel umfassen einen erheblich größeren Gültigkeitsbereich (bis 800°C und 500 at) als die angegebenen Gleichungen. Für die unzulässigen Gebiete ließen sich neue Gleichungen aufstellen, die an den Gültigkeitsgrenzen identische Werte der bereits aufgeführten Funktionen

ergeben müßten. Es würde nicht genügen, daß die errechneten Zustandswerte innerhalb der geforderten Genauigkeit der Rahmentafel liegen, auch die Differenzen der Funktionswerte an den Anschlußstellen müßten diese Bedingungen erfüllen. Als weiteres Problem kommt der Wunsch nach Vergleichbarkeit von Rechnungen und die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse hinzu. Solange noch keine allgemein verbindlichen Zustandsgleichungen für die bislang unberücksichtigten Gebiete aufgestellt worden sind, empfiehlt sich daher die Verwendung von Tafelwerten zur Berechnung der Zustandsgrößen. Bei der großen Zahl der Wertetripel (Volumen, Enthalpie, Entropie) für Dampf und Wasser als Funktion von Druck und Temperatur ist es deshalb besonders wichtig, Speicherplatz sparende Methoden zu entwickeln. Sie werden im folgenden erläutert.

2.4.1 Zustandswerte für Wasser

Die Tripel $E_{i,k}$, $V_{i,k}$, $S_{i,k}$, $i = 1, n$, $k = 1, j$, die außerhalb des Gültigkeitsbereiches der Gleichungen liegen, werden eingelesen. Dabei ist $i = f(P)$ und $k = f(T)$. Die Drücke werden ab der Gültigkeitsbereichsgrenze $P_1 = 160$ at in Abstufungen von $\Delta p_1 = 5$ at und ab 200 at in Abstufungen von $\Delta p_2 = 10$ at berücksichtigt:

$$160 \leq p_i \leq 400 \text{ at} .$$

Für die Temperaturen gilt analog der Anfangswert $T_1 = 340^\circ$ und als oberer Wert die Sättigungstemperatur, zugehörig zum entsprechenden Sättigungsdruck. Die Temperatursprünge betragen $\Delta t = 10^\circ$, der letzte Wert ist aber unabhängig davon bei Sättigungszustand. Für Drücke oberhalb des Kritischen kann der Übergang zum Heißdampfgebiet nicht durch den Sättigungswert charakterisiert werden. Deshalb wird dann die Begrenzungstemperatur zu 380° festgelegt.

2.4.2 Aufbau der Interpolationsprogramme für die Zustandsgrößen von Wasser

Soll eine Zustandsgröße W berechnet werden, so wird das gewünschte Unterprogramm für Enthalpie, Entropie oder spezifisches Volumen aufgerufen. Innerhalb des Programmes wird durch Abfragen festgestellt, ob die Gleichungen (16 bzw. 18,19) gültig sind. Ist diese Bedingung erfüllt, errechnet sich damit der geforderte Funktionswert. Ist sie nicht erfüllt, so wird ein anderes geschlossenes Unterprogramm aufgerufen. In ihm werden zunächst nach dem Nullsetzen der Speicherplätze die Wertetripel für Wasser $E_{i,k}$, $V_{i,k}$, $S_{i,k}$ eingelesen. Ausgehend vom angegebenen Druck P wird der nächsthöhere und nächstniedrigere Druck, P_{i+1} und P_i , der in den eingelesenen Wertetripeln vorhanden ist, berechnet. Analog verfährt man bei der Temperatur, die zu folgenden Möglichkeiten führen kann.

Fall 1

Die Temperatur des gesuchten Zustandspunktes liegt unterhalb der Sättigungstemperatur vom Druck P_i . Alle Werte zur Berechnung des Punktes $W(P,T)$ sind gegeben.

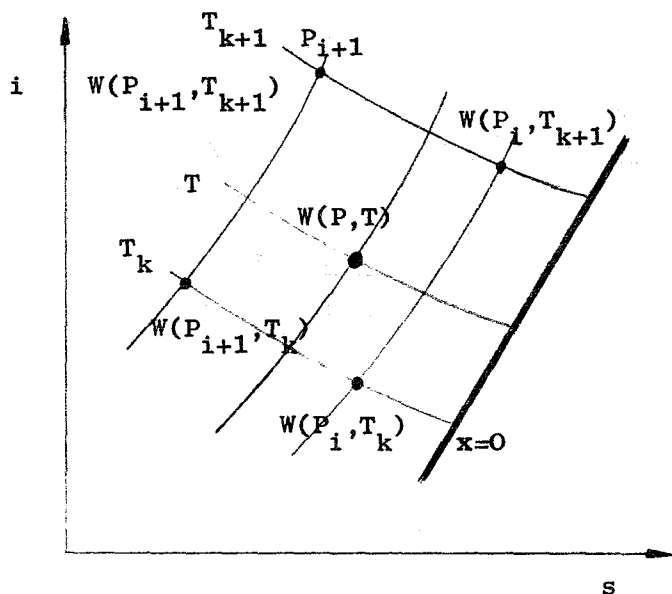


Abb. 2.41

$$W(P_i, T) = W(P_i, T_k) + \frac{(W(P_i, T_{k+1}) - W(P_i, T_k)) (T - T_k)}{(T_{k+1} - T_k)} \quad (20)$$

$$W(P_{i+1}, T) = W(P_{i+1}, T_k) + \frac{(W(P_{i+1}, T_{k+1}) - W(P_{i+1}, T_k)) (T - T_k)}{(T_{k+1} - T_k)} \quad (21)$$

$$W(P, T) = W(P_i, T) + \frac{(W(P_{i+1}, T) - W(P_i, T)) (P - P_i)}{(P_{i+1} - P_i)} \quad (22)$$

Fall 2

Die Temperatur des gesuchten Zustandspunktes liegt oberhalb der Sättigungstemperatur vom Druck P_i . Dadurch existiert kein Wert $W(P_i, T_{k+1})$. Man behilft sich in diesem Falle durch Extrapolation aus den beiden letzten vorhandenen Wertepaaren $W(P_i, T_s)$ und $W(P_i, T_{k-1})$.

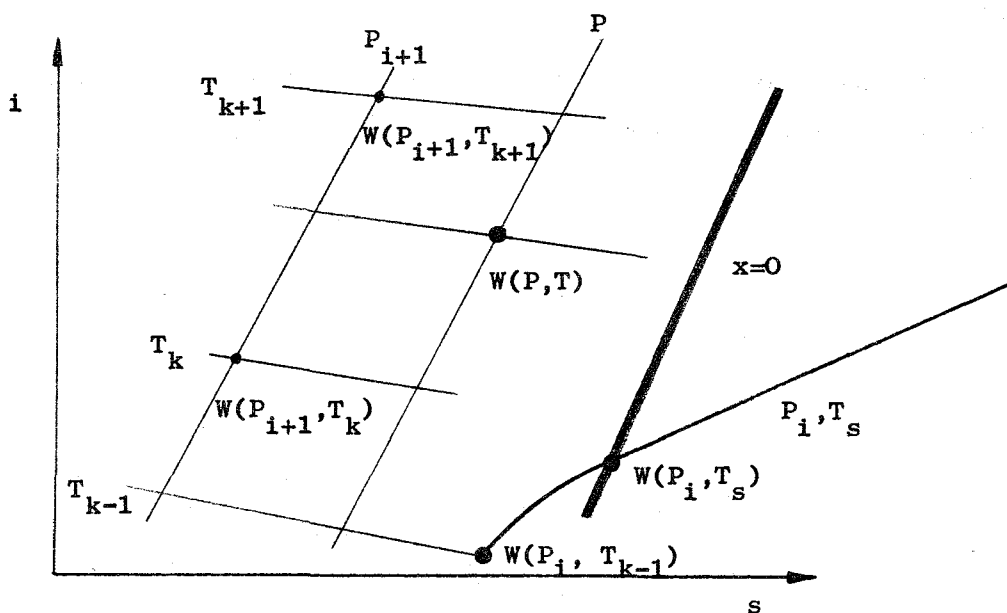


Abb. 2.42

Für $W(P_i, T)$ erhält man statt Gl.(20) jetzt:

$$W(P_i, T) = W(P_i, T_{k-1}) + \frac{(W(P_i, T_s) - W(P_i, T_{k-1})) (T - T_{k-1})}{(T_s - T_{k-1})} \quad (23)$$

Mit diesem Ausdruck und Gl.(21) ergibt sich der gesuchte Zustandswert aus der Gl.(22).

2.4.3 Zustandswerte für Dampf

Alle Wertetripel $E_{i,k}$, $V_{i,k}$, $S_{i,k}$, $i=1, n$, $k=1, j$, die außerhalb des Gültigkeitsbereiches liegen, müssen ermittelt und eingelesen werden. Sie liegen im Bereich

$$105 \leq P_i \leq 500 \text{ at}$$

und

$$T_k \cong T_s \text{ bzw. } 370^\circ\text{C}.$$

Im unterkritischen Gebiet wird der Anschluß an die Wasserprogramme bei der Temperatur $T_k = 370^\circ\text{C}$ hergestellt. Die Intervalle zwischen den Drücken P_i und P_{i+1} betragen:

$$\begin{aligned} \Delta p_1 &= 5 \text{ at für } P_i & 200 \text{ at} \\ \Delta p_2 &= 10 \text{ at für } P_i & 200 \text{ at} . \end{aligned}$$

Die Abstufungen der Temperaturen betragen:

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

Für $T_{k=1,j}$ sind es im überkritischen Bereich volle Zehnerwerte. Im unterkritischen Gebiet ist $T_{k=1}$ die Sättigungstemperatur.

2.4.4 Aufbau der Interpolationsprogramme für die Zustandsgrößen von Wasserdampf

Zur Ermittlung des gewünschten Zustandspunktes W wird das entsprechende Unterprogramm für Enthalpie, Entropie oder spez. Volumen aufgerufen. Ist der Druck $P < 105$ at, so wird über die Gleichungen (11 bzw. 14,15) die Zustandsgröße berechnet. Für $P \approx 105$ wird ein weiteres Unterprogramm zur Bereitstellung der eingelesenen Werte aufgerufen. In ihm wird nach Nullsetzen der Speicherplätze das Datenkartenpaket mit den Zustandsgrößen eingegeben (dieser Schritt erfolgt nur bei dem erstmaligen Anlaufen des Unterprogrammes). Ausgehend vom gewünschten Druck P , bestimmt man die nächsthöheren und nächstniedrigeren Drücke P_i und P_{i+1} , die in den eingelesenen Tripeln gegeben sind. Danach errechnet man für P_i und P_{i+1} die zur gewünschten Temperatur T gehörigen nächstniedrigen und nächsthöheren vorhandenen Temperaturwerte aus den eingelesenen Werten. Dabei können sich folgende Möglichkeiten ergeben:

Fall 1

Die Drücke P_i und P_{i+1} führen zu den gemeinsamen Temperaturen T_k und T_{k+1} , die alle außerhalb des Gültigkeitsbereiches der Gleichungen liegen. Aus den eingegebenen Tripeln der Zustandsgrößen können vier zugehörige Werte gefunden werden.

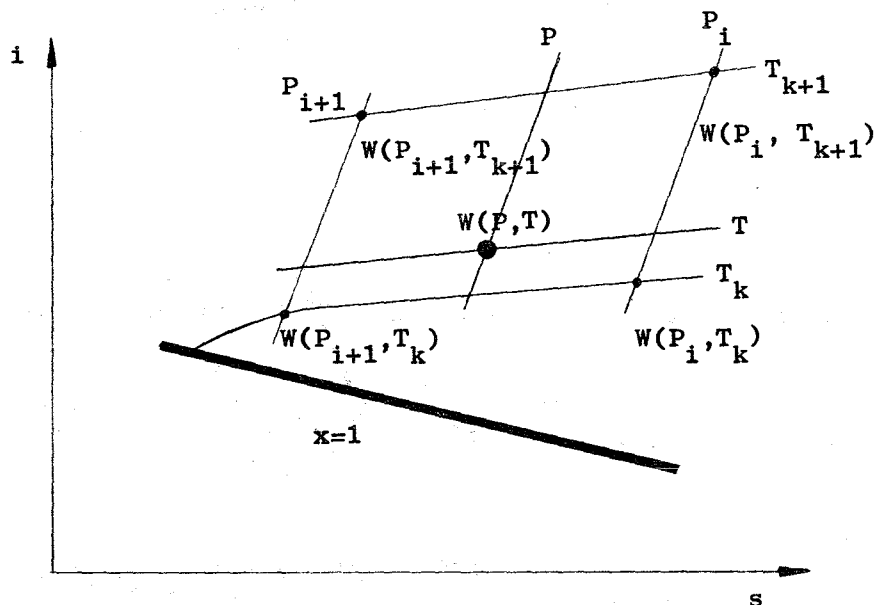


Abb. 2.43

Der Zustandswert $W(P,T)$ errechnet sich analog wie die Wasserwerte, indem man zunächst auf der Isobaren P_i auf die Temperatur T interpoliert (Gl.(20)) und in gleicher Weise für P_{i+1} verfährt (Gl.(21)). Mit diesen Zustandsgrößen $W(P_i,T)$ und $W(P_{i+1},T)$ interpoliert man nun auf der Isotherme T den gesuchten Zustand $W(P,T)$ nach folgender Beziehung:

$$W(P,T) = W(P_i,T) + \frac{(W(P_{i+1},T) - W(P_i,T) (P - P_i))}{(P_{i+1} - P_i)} \quad (22)$$

Fall 2

Die Drücke P_i und P_{i+1} führen zu unterschiedlichen Temperaturen T_k . Sie ergeben sich immer dann, wenn als unteres Temperaturniveau für einen (P_i) oder beide Drücke (P_i und P_{i+1}) der Sättigungszustand mit den zugehörigen Wertetripeln zugrunde liegen.

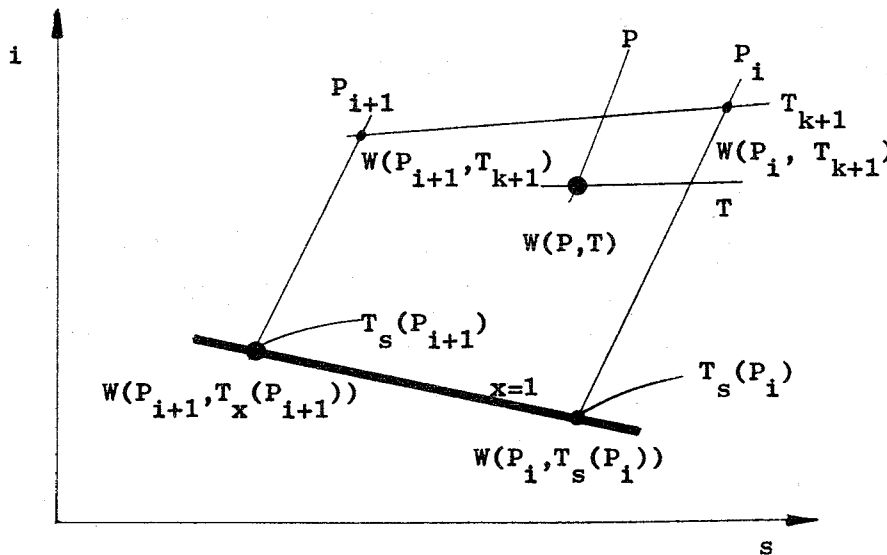


Abb. 2,44

Man findet für den ersten Interpolationswert $W(P_i,T)$ auf der Isobaren P_i die Beziehung

$$W(P_i,T) = W(P_i, T_s(P_i)) + \frac{(W(P_i, T_{k+1}) - W(P_i, T_s(P_i)) (T - T_s(P_i)))}{(T_{k+1} - T_s(P_i))} \quad (24)$$

und für P_{i+1}

$$W(P_{i+1},T) = W(P_{i+1}, T_s(P_{i+1})) + \frac{(W(P_{i+1}, T_{k+1}) - W(P_{i+1}, T_s(P_{i+1})) (T - T_s(P_{i+1})))}{(T_{k+1} - T_s(P_{i+1}))} \quad (25)$$

Damit findet man den gesuchten Wert $W(P,T)$ durch Interpolation auf der Isothermen T mit Gl.(22).

Fall 3

Die Temperatur T des gesuchten Zustandwertes $W(P,T)$ ist kleiner als die Sättigungstemperatur $T_s(P_{i+1})$.

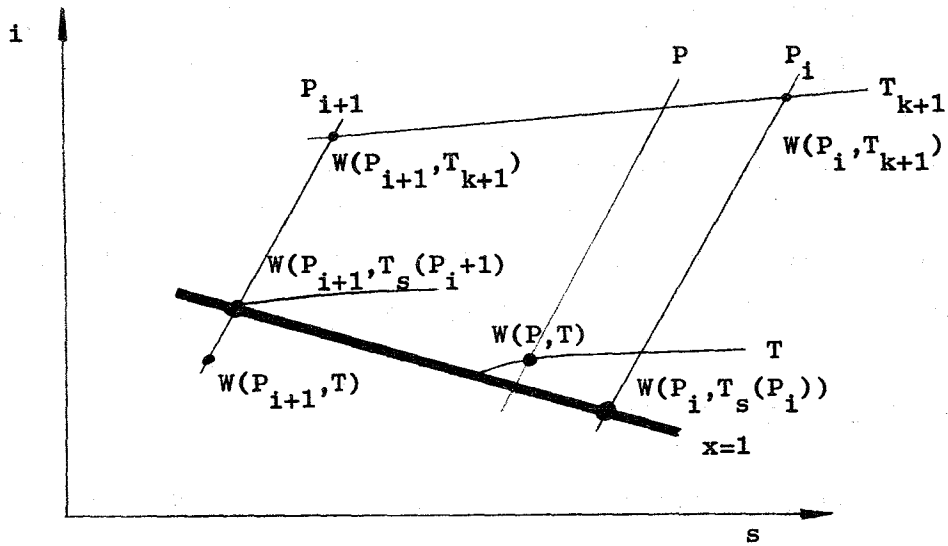
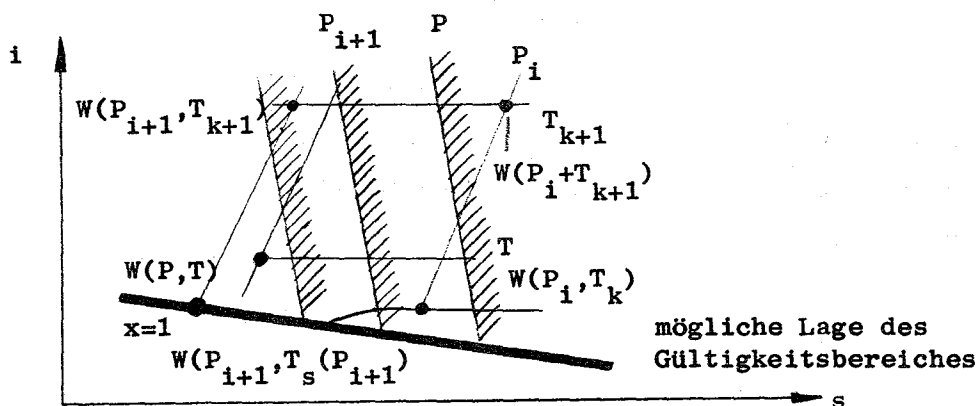


Abb.2.45

Indem man die Isobare P_{i+1} ins Naßdampfgebiet verlängert und entgegen der Realität von Isothermen geschnitten denkt, ermittelt man einen fiktiven Zustandwert $W(P_{i+1}, T)$ nach Gl.(25)). In beschriebener Weise errechnet man $W(P_i, T)$ und schließlich mit Gl.(22) den Zustandspunkt $W(P,T)$.

Fall 4

Unabhängig von den beschriebenen Fällen 1 ... 3 kann die zu errechnende Zustandsgröße zwar außerhalb des Gültigkeitsbereiches der Zustandsgleichungen liegen, einzelne Werte $W(P_{i,i+1}, T_{k,k+1})$ aber innerhalb desselben. In diesem Fall liegen dann keine eingelesenen Wertetripel vor.



Die 3 Möglichkeiten der Zuordnung von Gültigkeitsbereich und Zustandswerten

Abb. 2.46

Es sind drei Möglichkeiten nichteingeliesener Zustandsgrößen denkbar. Es fehlen

1. $W(P_i, T_{k+1})$
2. $W(P, T_k \text{ bzw. } T_s(P_i))$, einschließlich 1.
3. $W(P_{i+1}, T_{k+1})$, einschließlich 1. und 2.

Für die jeweiligen Druck- und Temperaturpaare müssen die Werte mit den Zustandsgleichungen errechnet und über die Gleichungen für $W(P_i, T)$, $W(P_{i+1}, T)$, schließlich $W(P, T)$ ermittelt werden. Je nachdem, welcher der Fälle 1 ... 3 konkret vorliegt, muß man nur noch die Werte in die richtigen Gleichungen (20 - 25) einsetzen.

2.5 Gleichung der Dampfdruckkurve

Die VDI-Wasserdampf tabel enthält die Funktion $P_s = \varnothing(T)$. Sie lautet:

$$P = 1,03323 \cdot 10^\alpha + (\tau - 0,422)(0,577 - \tau) e^{-12\tau^4} 10^{-2} \quad (26)$$

$$\alpha = \bar{A} + \bar{B}/T_e + (\bar{C}x/T_e)(10^{\bar{D}x^2} - 1) + \bar{E} \cdot 10^{\bar{F}y^{5/4}} \quad (27)$$

$$T_e = t + 273,16$$

$$x = T_e^2 - \bar{K}$$

$$y = 374,11 - t$$

$$\bar{K} = 2,937 \cdot 10^5$$

$$\bar{A} = 5,426651$$

$$\bar{B} = -2005,1$$

$$\bar{C} = 1,3869 \cdot 10^{-4}$$

$$\bar{D} = 1,1965 \cdot 10^{-11}$$

$$E = -0,0044$$

$$F = 0,0057148$$

Die Abhängigkeit $T_s = \varnothing(P)$ ließe sich iterativ aus der obigen Funktion bestimmen. Einfacher und mit geringerem Aufwand - bei einem max. Fehler von 0,06 Grad - kann man eine eigens hierfür aufgestellte Beziehung verwenden:

$$T_s = \sum_{j=0}^{10} a_j (\ln \sigma)^j \quad (28)$$

$$a_0 = 1$$

$$a_1 = 1,30175 \cdot 10^{-1}$$

$$a_2 = 0,561464 \cdot 10^{-2}$$

$$a_3 = -6,651332 \cdot 10^{-3}$$

$$a_4 = -3,1960871 \cdot 10^{-3}$$

$$a_5 = 7,7778229 \cdot 10^{-4}$$

$$a_6 = 1,0955248 \cdot 10^{-4}$$

$$a_7 = -8,3826722 \cdot 10^{-6}$$

$$a_8 = -2,4001747 \cdot 10^{-7}$$

$$a_9 = 7,200789 \cdot 10^{-9}$$

$$a_{10} = 4,632665 \cdot 10^{-10}$$

2.6 Iterationsverfahren zur Bestimmung der Zustandsgrößen

Die bislang beschriebenen Rechenverfahren enthalten Druck und Temperatur als unabhängige Variable. Bei der Berechnung thermodynamischer Kreisprozesse müssen aber auch umgekehrt mit Entropie und/oder Enthalpie als unabhängige Variable Druck und/oder Temperatur bestimmt werden. Vier Fälle sind für die Praxis wichtig:

1. $T = \phi_1(P, E)$
2. $T = \phi_2(P, S)$
3. $P = \phi_3(E, S)$
4. $T = \phi_4(E, S)$.

Die explizite Auflösung der bereits angegebenen Gleichungen ist nicht möglich. Als Ausweg könnte man Umkehrfunktionen aufstellen, die den Genauigkeitsanforderungen der VDI-Dampf-tafel entsprechen und außerdem die durch die ursprünglichen Gleichungen definierten Wertegruppen P, T, E, V, S mit hinreichender Genauigkeit wiedergeben. Vor allem das letztere ist über den gesamten Bereich nur schwer erfüllbar. Man kann es sich verdeutlichen, wenn man zwei benachbarte Punkte betrachtet, von denen einer mit den ursprünglichen, der andere mit den Umkehrfunktionen berechnet wurde. Bei der Differenzenbildung könnten beträchtliche Fehler auftreten, obwohl die Toleranzen der VDI-Wasserdampf-tafel erfüllt sein könnten. Der einfachere Weg ergibt sich daher durch die iterative Berechnung der Zustandsgrößen. Ausgehend von der gegebenen Zustandsgleichung $W = \phi(P, T)$ und bekanntem W sowie P (oder P) wird eine der unabhängigen Variablen P (oder T) durch eine erste Näherung T^1 errechnet.

$$T^1 = \theta(P, W) \quad (29)$$

Weitere Näherungen findet man durch die Beziehung

$$T^{(n+1)} = T^n + \frac{\Delta T}{\Delta W} (W - W(P, T^n)) \quad (30)$$

$W(P, T^n)$ ist der exakte Funktionwert mit der n-ten Näherung von T. Die Iteration kann abgebrochen werden, wenn der Betrag

$$|W - W(P, T^{n+1})| \leq \epsilon \quad (31)$$

wobei ϵ eine vorgegebene Genauigkeitsschranke darstellt. Zur Berechnung der ersten Näherung werden im folgenden zwei Methoden entwickelt. Bei der ersten wird die Näherung T^1 durch eine für diesen Zweck aufgestellte Gleichung berechnet [11]. Der Differenzenquotient aus Gl.(30) wird mit Gl.(29) als Differentialquotient angenommen:

$$\frac{\Delta T}{\Delta W} \rightarrow \frac{dT}{dW} = \frac{d\Theta(P, W)}{dW} \quad (32)$$

Dieses Verfahren konvergiert rasch, wenn die erste Näherung hinreichend genau ermittelt wird, fordert aber dafür erhebliche Speicherkapazität. Außerdem gelten die Beziehungen nur im Gültigkeitsbereich der VDI-Gleichungen. Eine zweite Methode - universell anwendbar - kommt mit bedeutend geringerer Speicherkapazität aus. Sie erfordert u.U. einige Iterationsschritte mehr, die für den praktischen Fall aber kaum Einfluß auf die Rechenzeit haben.

2.6.1 Berechnung der Dampftemperatur aus Druck und Entropie

1. Methode

$$T^1 = \left[\sum_{j,k=0}^2 a_{jk} s^j (\ln \sigma)^k \right] T_k - 273,15 \quad (33)$$

$$\frac{dT^1}{dW} = \left[\sum_{j,k=0}^2 j a_{jk} s^{j-1} (\ln \sigma)^k \right] T_k \quad (34)$$

$a_{00} = 4,671$	$a_{10} = -6,242$	$a_{20} = 2,652$
$a_{01} = 0,439$	$a_{11} = -0,453$	$a_{21} = 0,232$
$a_{02} = 0,0664$	$a_{12} = -0,051$	$a_{22} = 0,014$
	$(\text{kcal/kg}^\circ\text{K})^{-1}$	$(\text{kcal/kg}^\circ\text{K})^{-2}$

Auf die beschriebene Weise wird mit $P/P_k = \sigma$ und den Gleichungen (33), (34), (30) und (31) die gewünschte Temperatur T ermittelt.

2. Methode

Aus dem gegebenen Druck P wird die Sättigungstemperatur als erster Näherungswert T^1 errechnet. Der zweite Näherungswert T^2 wird durch die simple Beziehung

$$T^2 = T^1 + \Delta t, \quad \Delta t = 10 \text{ grad.} \quad (35)$$

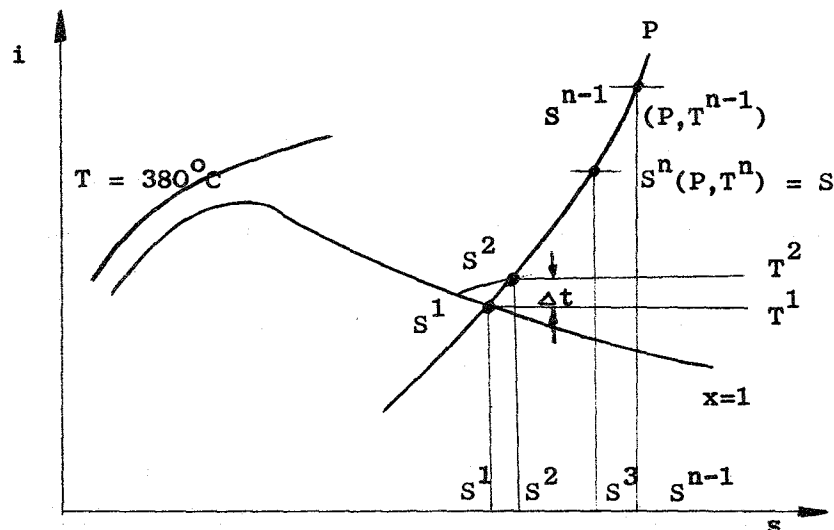
festgelegt. Für beide Temperaturen werden danach die zugehörigen Zustandswerte $S(P, T^1)$ und $S(P, T^2)$ ermittelt. Durch diese beiden Werte sind auf der gegebenen Isobaren zwei Temperatur- und Entropiepaare berechnet, die eine Inter- bzw. Extrapolation der gesuchten Temperatur T gestatten. Für die n-te Näherung ergibt sich

$$T^n = T^{n-1} + \frac{(T^{n-1} - T^{n-2})(S - S(P, T^{n-1}))}{(S(P, T^{n-1}) - S(P, T^{n-2}))} \quad (36)$$

Die Iteration wird abgebrochen, wenn

$$\left| S - S(P, T^n) \right| \leq \epsilon_s \quad (31)$$

Soll die Iteration für überkritische Drücke ausgeführt werden, so kann man als erste Näherung nicht mehr die Sättigungstemperatur zugrunde legen. Als logischer Ausgangswert folgt aus dem in Abschnitt 2.4.2 gesagten $T^1 = 380^\circ$. Im übrigen verfährt man in oben beschriebener Weise.



Iteration der Dampftemperatur aus Druck und Entropie

Abb. 2.61

Es ist erstaunlich, daß dieses einfache, speicherplatzsparende Verfahren sehr schnell konvergiert. Es ist aber andererseits auch insofern plausibel, weil für jede Isobare ein spezieller Differenzenquotient $\Delta T / \Delta W$ (s. Gl.(30)) errechnet und zudem noch bei jedem Iterationsschritt verändert wird. Das Verfahren wird für den gesamten Wasserdampfbereich angewandt. Es unterliegt keiner Einschränkung durch Gültigkeitsbereiche.

2.6.2 Die Berechnung der Dampftemperatur aus Druck und Enthalpie

1. Methode

$$T^1 = \left[\sum_{j,k=0}^2 b_{j,k} E^j \sigma^{k/2} \right] T_k - 273,15 \quad (37)$$

$$\begin{array}{lll}
 b_{00} = -1,87 & b_{10} = 4,20 \cdot 10^{-3} & b_{20} = -0,65 \cdot 10^{-6} \\
 b_{01} = 4,47 & b_{11} = -9,55 \cdot 10^{-3} & b_{21} = 5,12 \cdot 10^{-6} \\
 b_{02} = -1,20 & b_{12} = 3,00 \cdot 10^{-3} & b_{22} = -1,76 \cdot 10^{-6} \\
 & (\text{kcal/kg})^{-1} & (\text{kcal/kg})^{-2}
 \end{array}$$

$$\frac{dT^1}{dW} = \sum_{j,k=0}^2 j b_{j,k} E^{j-1} \sigma^{(k-1)/2} \quad (38)$$

2. Methode

Man verfährt identisch, wie in 2.6.1 geschildert, nur daß statt der Entropie die Enthalpie eingesetzt wird. Die Gleichung für die n-te Näherung lautet dann:

$$T^n = T^{n-1} + \frac{(T^{n-1} - T^{n-2})(E - E(P, T^{n-1}))}{(E(P, T^{n-1}) - E(P, T^{n-2}))} \quad (39)$$

Für ausgeführte Rechnungen wurde der zweiten Methode der Vorzug gegeben. Ausschlaggebend war dabei die universelle Gültigkeit und die geringe Speicherkapazität des Verfahrens.

2.6.3 Berechnung von Dampfdruck und Temperatur aus gegebener Enthalpie und Entropie

Sind von einem Zustandspunkt Enthalpie und Entropie gegeben, so müssen in zwei Schritten für jede Näherung sowohl Druck als auch Temperatur iteriert werden. In einer äußeren Schleife errechnet man zunächst einen Näherungswert für den Druck $P^1 = \phi_3(E, S)$. Mit ihm und der Enthalpie nach dem Verfahren 2.6.2 ist die zugehörige Temperatur $T^1 = \phi_1(P^1, E)$. Nun kann man $S^1 = \phi(P^1, T^1)$ errechnen. Man hat damit auf einer Geraden $E = \text{const}$ einen Näherungswert $W^1(E, S^1, P^1, T^1)$ gefunden. Die Iteration kann abgebrochen werden, wenn erfüllt ist:

$$\left| S - S^n(P^n, T^n) \right| \leq \epsilon_s \quad (40)$$

Die Gleichung für den Näherungswert P^1 bzw. P^{n+1} lautet $\sqrt{11}$:

$$P^1 = 225,65 e^Y \quad (41)$$

$$Y = \sum_{j=0}^2 a_j E^j + \sum_{j=1}^2 b_j S^j \quad (42)$$

$$p^{n+1} = p^n e^z \quad (43)$$

$$z = (b_1 + 2b_2 S) (S - S^n) \quad (44)$$

$$a_0 = -10,0457$$

$$a_1 = 70,8640 \cdot 10^{-3} \text{ (kcal/kg)}^{-1}$$

$$a_2 = -36,7 \cdot 10^{-6} \text{ (kcal/kg)}^{-2}$$

$$b_1 = -19,4753 \text{ (kcal/kg K)}^{-1}$$

$$b_2 = 2,7642 \text{ (kcal/kg K)}^{-2}$$

2.6.3.1 Rechenverfahren für den unterkritischen Druckbereich

Nachdem man p^1 berechnet (Gl.(41)) und festgestellt hat, daß es sich um einen unterkritischen Druck handelt, ermittelt man die zugehörige Sättigungsenthalpie $E_s^1(p^1, T_s^1)$. Ist die gegebene Enthalpie E kleiner E_s , so würde $W'(E, p^1, T^1, S^1)$ im Naßdampfgebiet liegen (s. Abb.2.631). Dieser Fall kann definitionsgemäß - E soll ja ein Heißdampfwert sein - von vornherein ausgeschlossen werden. Die Iteration nach T^1 und Berechnung von S^1 ist nicht erforderlich. Es muß aber ein neuer Druckwert p^n errechnet werden:

$$p^n = CP \cdot p^{n-1} \quad (45)$$

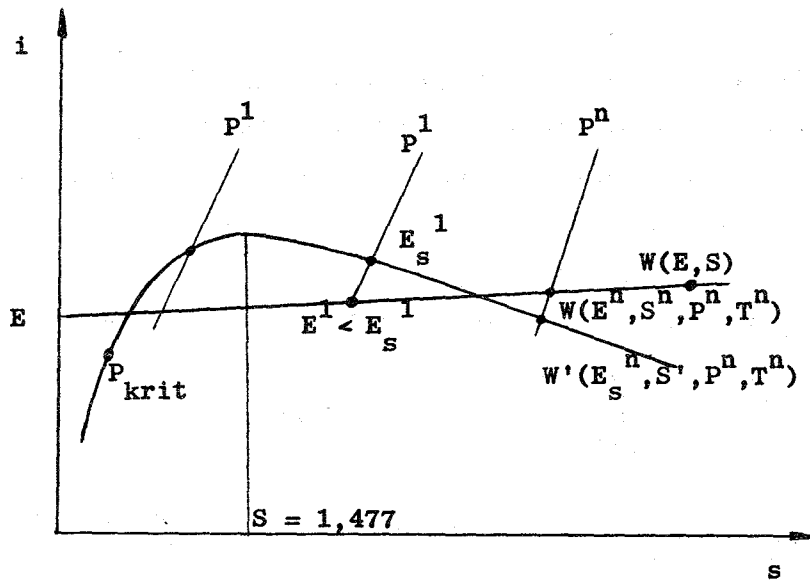


Abb. 2.631

p^n erfüllt die Bedingung, daß mit ihm $E_s^n \leq E$ ist. Für den Wert von CP gilt:

$$CP > 1 \quad \text{wenn} \quad S < 1,477$$

$$CP < 1 \quad \text{wenn} \quad S > 1,477$$

Diese Bedingung ergibt sich aus der Form der Sättigungskurve mit ausgeprägtem Enthalpiemaximum und aus dem Verlauf der Isobaren. Links von $S = 1,477$ steigt, rechts fällt der Druck mit kleiner werdender Sättigungsenthalpie.

Mit dem Näherungswert P^n errechnet man die Sättigungsenthalpie $E_s^n(P^n, T_s(P^n))$. Handelt es sich wieder um einen unterkritischen Druck, so stellt man fest, ob $E < E_s^n$. Solange dies der Fall ist, errechnet man in oben beschriebener Weise bessere P^n -Werte. Wird $E \geq E_s^n$, kann mit der Iteration nach der Temperatur begonnen werden. Aus P^n und E ergibt sich T^n , somit wiederum $S^n(P^n, T^n)$. Die Iteration wird abgebrochen, wenn $|S - S^n(P^n, T^n)| \leq \epsilon_s$ ist. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, muß eine erneute Näherung für P^{n+1} nach Gl.(43) errechnet werden. Danach verfährt man im Iterationszyklus in der beschriebenen Weise.

2.6.3.2 Rechenverfahren für den überkritischen Druckbereich

Führt die Iteration über die Gl.(41) bzw. Gl.(43) zu einem überkritischen Druck, so kann sich kein Näherungswert im Naßdampfgebiet ergeben. Dadurch vereinfacht sich das Verfahren gegenüber 2.6.3.1. Aus P^n kann sofort $T^n(P^n, E)$ und $S^n(P^n, T^n)$ ermittelt werden. Die Iteration wird beendet, wenn Gl.(40) erfüllt ist.

Ergänzend sei an dieser Stelle noch folgendes hinzugefügt: Die Iteration kann sich in der Nähe des kritischen Punktes bewegen. Das Programm muß dann durch interne Angaben und entsprechende Organisation das richtige Rechenverfahren 2.6.3.1 bzw. 2.6.3.2 anlaufen.

2.6.4 Berechnung der Wassertemperatur aus Druck und Enthalpie

$$T^1 = \left(\sum_{j=0}^4 a_j E^j \right) T_k - 273,15 \quad (46)$$

$$\begin{aligned} a_0 &= 0,414 & a_2 &= 0 & a_4 &= -1,854 \cdot 10^{-12} (\text{kcal/kg})^{-4} \\ a_1 &= 1,545 \cdot 10^{-3} (\text{kcal/kg})^{-1} & a_3 &= 0 \end{aligned}$$

$$\frac{dT^1}{dW} = \sum_{j=1}^4 j a_j E^{j-1} \quad (47)$$

Die Berechnung erfolgt analog zu den Iterationen, die für Dampf angegeben wurden (2.6, 2.6.2.1).

3. Der Clausius Rankine-Prozeß mit Regenerativvorwärmung

Für Parameterstudien sind Serienrechnungen großen Umfangs erforderlich, deren Bewältigung nur auf Digitalmaschinen mit erträglichem Zeitaufwand möglich ist. Für konventionelle Kraftwerke mit Zwischenüberhitzung sind von KNIZIA [12] Rechnungen durchgeführt worden. Ausgehend von vereinfachten Schaltbildern werden mengenunabhängige Gleichungen entwickelt. Sie gestatten auf relativ einfachem Wege die Berechnung der Kreisprozesse.

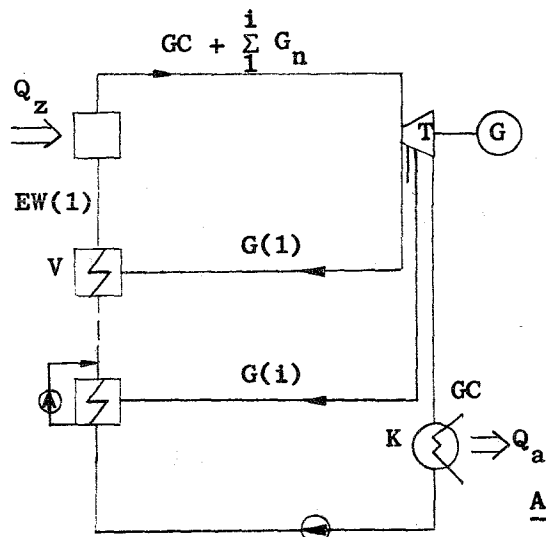
Um die Verhältnisse exakter und eine wesentlich größere Zahl von Parametern in ihren Einfluß auf den Anlagenwirkungsgrad erfassen zu können, sind neue Rechenverfahren erforderlich. Sie müssen den besonderen Anforderungen gewachsen sein, die Serienrechnungen auf Digitalmaschinen stellen: kurze Rechenzeiten, minimale Eingaben von außen und universelle Anwendbarkeit.

3.1 Die Anordnung der Vorwärmanlage

Die regenerative Speisewasservorwärmung bewirkt eine Carnotisierung des Kreisprozesses. Es ergibt sich damit eine Möglichkeit zur Verbesserung des optimal möglichen thermischen Wirkungsgrades. Die Verhältnisse seien kurz am vereinfachten Schaltbild (Abb.3.11) erläutert. Einem Arbeitsmedium der Menge $GC + \sum_{n=1}^i G_n$ wird in der Wärmequelle W die Wärme Q_z zugeführt:

$$Q_z = (GC + \sum_{n=1}^i G_n)(ED - EW(1)) \quad (48)$$

Der Ausdruck $ED - EW(1)$ ist der Enthalpieunterschied nach und vor der Wärmezufuhr. Das Arbeitsmittel wird in einer Turbine T entspannt, wobei laufend Mengenströme G_n zur regenerativen Speisewasservorwärmung entnommen werden. Im Kondensator K wird die Wärmemenge Q_a abgeführt.



- W Wärmetauscher
- V Regenerativvorwärmer
- T Turbine
- K Kondensator

Abb. 3.11

Für den thermischen Wirkungsgrad gilt:

$$\eta_{th} = 1 - \frac{Q_a}{Q_z} \quad (49)$$

Läßt man Q_a konstant, so ergibt sich ein Maximum für η_{th} , wenn Q_z ebenfalls einen Maximalwert annimmt. Steigt die Vorwärmthalpie $EW(1)$, so ist eine größere Anzapfdampfmenge $\sum_{n=1}^i G_n$ erforderlich. Für die beiden Klammerausdrücke der Gl.(48) findet man als Funktion von $EW(1)$ folgenden qualitativen Verlauf:

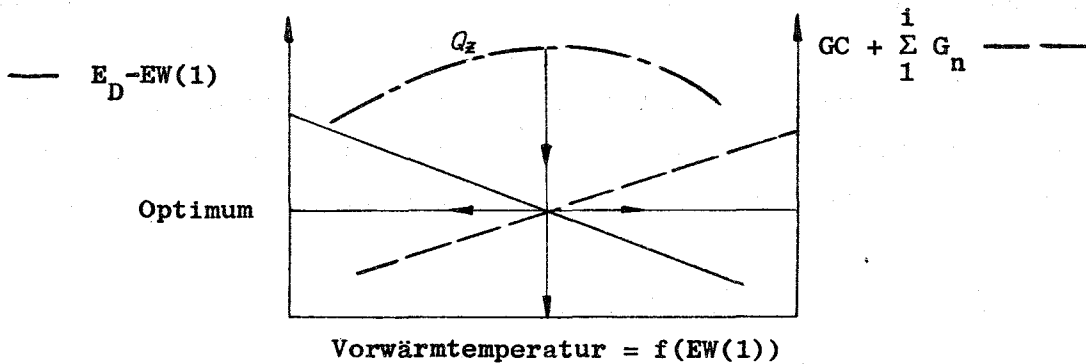


Abb. 3.12

Für einen Kreisprozeß mit vorgegebenen Parametern (z.B. Frischdampf-Druck, -Temperatur, Vorwärmerzahl etc.) ergibt sich somit ein maximaler thermischer Wirkungsgrad für die optimale Vorwärmtemperatur. Die Carnotisierung und mit ihr die Wirkungsgradverbesserung steigt mit der Zahl der Regenerativvorwärmer. Solange Amortisations- und Betriebskosten kleiner als der Gewinn aus der Wirkungsgradverbesserung sind, kann die Zahl der Vorwärmer vergrößert werden. Diesen wirtschaftlichen Gesichtspunkten können betriebliche Schwierigkeiten entgegenstehen, denn man kann die Zahl der Anzapfungen am Turbinengehäuse nicht beliebig erhöhen. Für Hochdruckkraftwerke sind etwa 7 bis 9 Vorwärmer üblich.

Vorwärmerarten

1. Mischvorwärmer: Der Turbinenanzapfdampf mischt sich mit dem zu erwärmenden Kondensator. Nach jedem Vorwärmer ist eine Pumpe erforderlich. Der Mischvorwärmer wird dem Prinzip nach nur noch als Entgaserstufe verwendet.

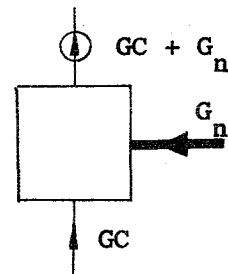


Abb. 3.13

2. Oberflächenvorwärmer: Anzapfdampf und Kondensat sind durch Rohre getrennt. Der dabei erforderliche Temperatursprung zwischen Dampf und Kondensat verschlechtert den Wirkungsgrad. Das Vor- und Nachschalten von zusätzlichen Heizflächen bringt eine Verbesserung. Die Verhältnisse seien anhand der Abb.3.15 erklärt:

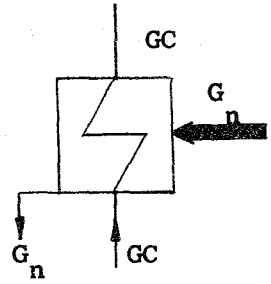


Abb. 3.14

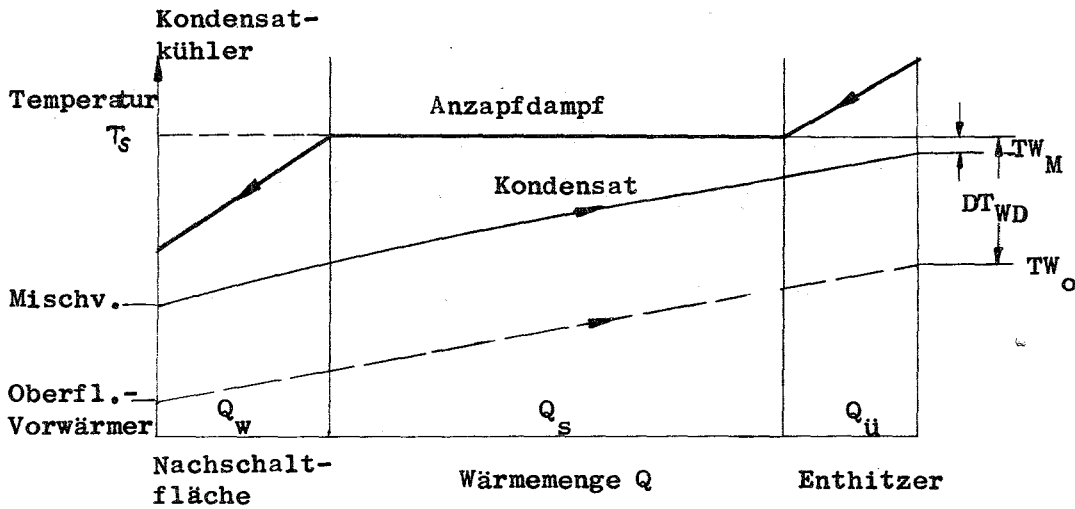


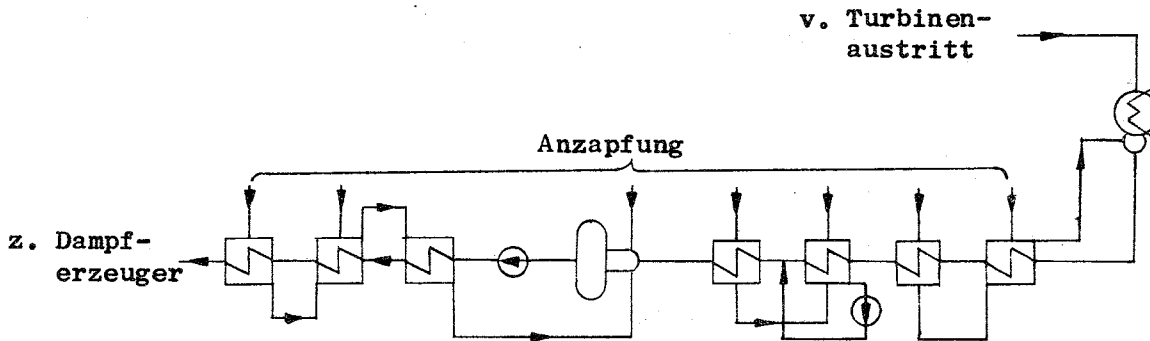
Abb. 3.15

Der Anzapfdampf, sofern er überhitzt ist, gibt seine Wärme bei sinkender Temperatur ab. Danach kondensiert er bei konstanter Sättigungstemperatur. Von der Größe des Temperatursprunges ΔT_{WD} hängt bei konstanter Tauscher-oberfläche die Wasseraustrittstemperatur T_w ab. Die erhöhte Temperatur des überhitzten Dampfes, die ja mit zunehmendem Anzapfdampfdruck steigt, bewirkt ein Anheben der Wassertemperatur T_w . Sie kann die Sättigungstemperatur T_s des Anzapfdampfes erreichen oder sogar übersteigen. Zur besseren Ausnutzung der Überhitzungswärme empfiehlt sich das Vorschalten eines Enthitzers. Entsprechend kann die Restwärme des Anzapfkondensates durch Nachschaltheizflächen genutzt werden.

Für die Kondensatableitung des Anzapfdampfes gibt es drei Möglichkeiten:

1. Vermischung mit dem vorzuwärmenden Wasser (Mischvorwärmer Abb. 3.13)
2. Ableitung in einen Vorwärmer mit niedrigem Druckniveau (Abb. 3.21)
3. Einspeisung in den Hauptwasserstrom nach dem Vorwärmer (Abb. 3.11).

Die zweite Möglichkeit wird für die Mehrzahl der Oberflächenvorwärmer vorgesehen. Sie erfordert einen geringen Aufwand an Kondensatpumpen, ist betriebssicher und wirtschaftlich. Das schließt aber nicht aus, daß in ausgeführten Kraftwerken alle drei Möglichkeiten miteinander kombiniert sind (Abb.3.16).



Vereinfachte Vorwärmerschaltung des Kraftwerkes Zeltweg

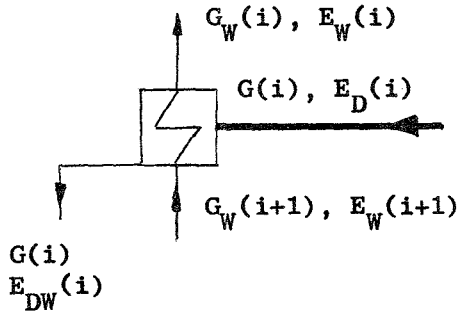
Abb. 3.16

3.2 Berechnung der Vorwärmanlage

Über die günstigste Aufteilung der Aufwärmspanne des Speisewassers auf die einzelnen Regenerativstufen sind umfangreiche Untersuchungen angestellt worden. Nach LAUPICHLER [6] erhält man die günstigsten Turbinen-Anzapfdrücke, d.h. den kleinsten Wärmeverbrauch bei gegebener Stufenzahl n , wenn man die Anzapfstellen so wählt, daß je Stufe das gleiche Wärmegefälle verarbeitet wird. BOLTE [7] schlägt vor, den Enthalpieunterschied zwischen Kondensat und Speisewasser bei Siedetemperatur in $n+1$ Abschnitte zu unterteilen. Andere Autoren, wie NEKOLNY [8] und MUNSER [9] entwickelten geringfügig abweichende Vorschläge. Die Unterschiede, die sich bei den verschiedenen Verfahren ergeben, sind recht klein, so daß sich derartige, oft recht aufwendige Verfahren nur für die Ermittlung der endgültigen Kraftwerksauslegung lohnen. Außerdem sind die berechneten Werte oftmals nicht verwirklichtbar, weil die konstruktive Gestaltung der Turbine das nicht zuläßt. Insofern wird man den Gegebenheiten vollauf gerecht, wenn man die Stufenaufteilung mit dem Verfahren von LAUPICHLER vornimmt. Um auftretende Wärmeverluste zu kompensieren, wird die errechnete Anzapfmenge um 1% erhöht. Dieser Prozentsatz ist allgemein üblich. Seine Richtigkeit wurde an ausgeführten Anlagen überprüft.

Bei der Berechnung der Vorwärmanlage handelt es sich im wesentlichen um die Bestimmung der Anzapfdampfmengen. Man findet, abhängig von Typ und Ort, folgende Gleichungen, wobei, beginnend am Endvorwärmer, die Zustandspunkte und Durchsatzmengen zur eindeutigen Zuordnung an die ortsabhängigen Vorwärmstufen indiziert werden.

3.2.1 Oberflächenvorwärmer ohne Kondensatzufuhr (i-te Stufe)



$$G_W(i) = G_W(i+1) \quad (50)$$

Abb. 3.21

Die Wärmeaufnahme des Kondensates beträgt:

$$G_W(i+1) \cdot (E_W(i) - E_W(i+1)) \quad (51)$$

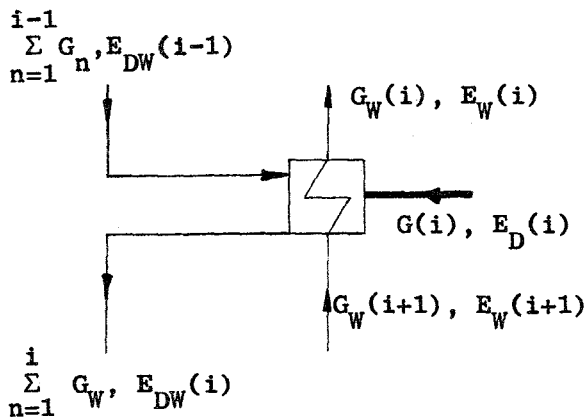
und die Abgabe des Anzapfdampfes:

$$G(i) \cdot (E_D(i) - E_{DW}(i)) \quad (52)$$

Man findet mit 1% Erhöhung:

$$G(i) = \frac{G_W(i+1) \cdot [(E_W(i) - E_W(i+1))] \cdot 1,01}{(E_D(i) - E_{DW}(i))} \quad (53)$$

3.2.1 Oberflächenvorwärmer mit Kondensatzufuhr



$$G_W(i) = G_W(i+1) \quad (50)$$

Abb. 3.22

Es ergibt sich:

$$G(i) = \frac{\left[G_W(i+1) \cdot (E_W(i) - E_W(i+1)) - \sum_{n=1}^{i-1} G_n \cdot (E_{DW}(i-1) - E_{DW}(i)) \right] \cdot 1,01}{E_D(i) - E_{DW}(i)} \quad (54)$$

3.2.3 Entgaser mit Kondensatzufuhr

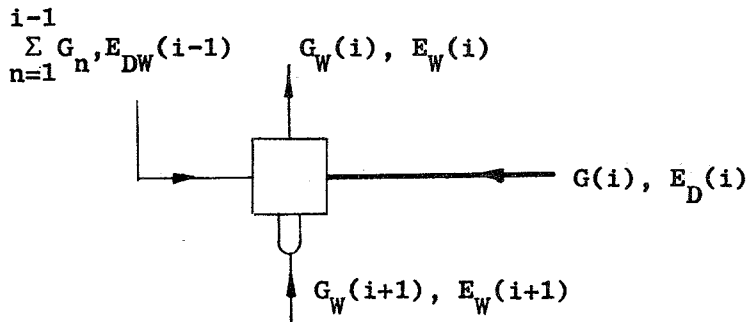


Abb. 3.23

$$G(i) = \frac{\left[G_W(i+1) \cdot (E_W(i) - E_W(i+1)) - \sum_{n=1}^{i-1} G_n \cdot (E_{DW}(i-1) - E_W(i)) \right] \cdot 1,01}{E_D(i) - E_W(i)} \quad (55)$$

3.2.4 Zwischenschalten von Kondensatpumpen

In die Vorwärmstrecke müssen Kondensatpumpen eingefügt werden. In der Regel sind es zwei, von denen die erste das Speisewasser vom Kondensator durch die Niederdruckvorwärmer in den Entgaser fördert. Die zweite verdichtet nach der Entgasung auf Hochdruck.

3.2.4.1 Entgaser mit Hochdruckpumpe

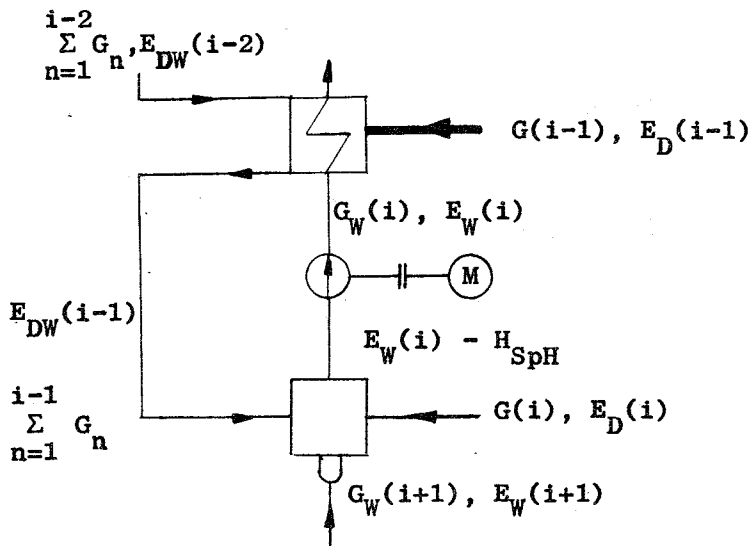


Abb. 3.24

Der Leistungsbedarf der Speisepumpe beträgt:

$$N_{SpH} = \frac{DP_H \cdot V_H \cdot G(i) \cdot C}{\eta_{iP} \cdot \eta_m \cdot \eta_M \cdot \eta_u} \quad (\text{kcal/h}) \quad (56)$$

η_{iP}	Wirkungsgrad innerer der Pumpe
η_m	mech. der Pumpe
η_M	Motor
η_u	Umspannung
C	$= 2,343 \cdot 10^{-3} \text{ (kcal/mkp) .}$

Die so errechnete Speiseleistung gibt ihrem Betrage nach an, welcher elektrischer Eigenbedarfsanteil dem Prozeß von der Generator zu entnehmen ist. Ein Teil der Pumparbeit bewirkt eine Enthalpieerhöhung des geförderten Mediums:

$$H_{Sp} = \frac{DP \cdot V \cdot C}{\eta_{iP}} \quad (\text{kcal/kg}) \quad (57)$$

Dieser Einfluß ist bei der Berechnung der Vorwärmer zu berücksichtigen. Für die i-te Stufe - Abb.3.24 zeigt als Beispiel einen Entgaser - ergibt sich:

$$G(i) = \frac{\left[G_W(i+1) \cdot (E_W(i) - H_{SpH} - E_W(i+1)) - \sum_{n=1}^{i-1} G_n \cdot (E_{DW}(i-1) - E_W(i) + H_{SpH}) \right] \cdot 1,01}{E_D(i) - E_W(i) + H_{SpH}} \quad (58)$$

Setzt man folgenden Ausdruck ein,

$$G_W(i+1) = G_W(i) - G(i) - \sum_{n=1}^{i-1} G_n \quad (59)$$

so ergibt sich

$$G(i) = \frac{\left[G_W(i) \cdot (E_W(i) - H_{SpH} - E_W(i+1)) - \sum_{n=1}^{i-1} G_n \cdot (E_{DW}(i-1) - E_W(i+1)) \right] \cdot 1,01}{E_D(i) - E_W(i+1)} \quad (60)$$

Folgt nach der Speisepumpe kein Vorwärmer, so entfällt die Kondensatrückführung $\sum_{n=1}^{i-1} G_n$ und Gl.(60) lautet dann:

$$G(i) = \frac{\left[G_W(i) \cdot (E_W(i) - H_{SpH} - E_W(i+1)) \right] \cdot 1,01}{E_D(i) - E_W(i+1)} \quad (61)$$

3.2.4.2 Niederdruckvorwärmer mit Pumpe

Vom Kondensator muß das Speisewasser durch die Niederdruckvorwärmer in den Entgaser gefördert werden. Das Anzapfkondensat $\sum_{zn=1}^i G_{zn}$ der Niederdruckvorwärmer wird vor der Pumpe dem Hauptstrom zugeführt.

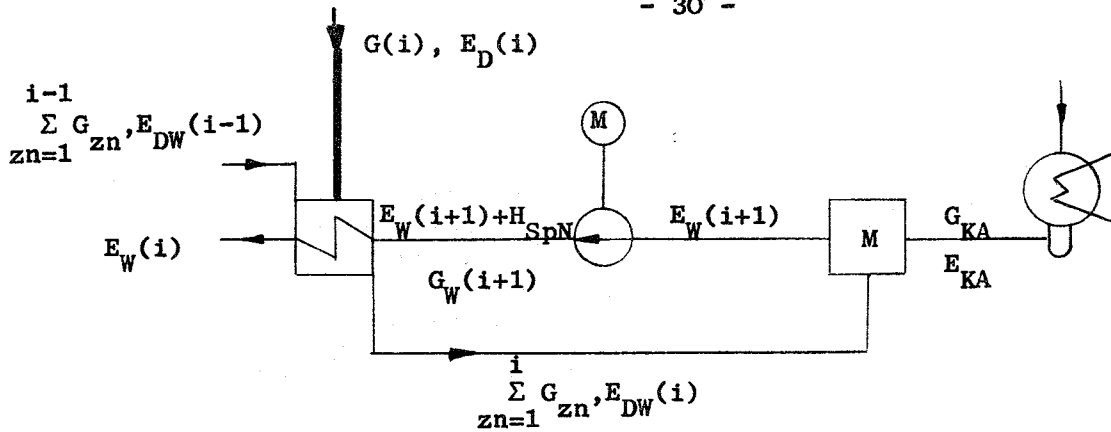


Abb. 3.25

Die Enthalpie $E_W(i+1)$ nach der Mischstelle M beträgt:

$$E_W(i+1) = \frac{G_{KA} \cdot E_{KA} + \sum_{zn=1}^i G_{zn} \cdot E_{DW}(i)}{G_{KA} + \sum_{zn=1}^i G_{zn}} \quad (62)$$

Setzt man

$$G_W(i+1) = G_{KA} + \sum_{n=1}^i G_n \quad (63)$$

so wird $G(i)$:

$$G(i) = \frac{\left[(G_{KA} + \sum_{zn=1}^i G_{zn}) \cdot (E_W(i) - E_W(i+1) - H_{SpN}) - \sum_{zn=1}^{i-1} G_{zn} \cdot (E_{DW}(i-1) - E_{DW}(i)) \right] \cdot 1,01}{E_D(i) - E_{DW}(i)} \quad (64)$$

Der Leistungsbedarf der Pumpe beträgt (s. Gl.(56))

$$N_{Spn} = \frac{DP_N \cdot V_N \cdot G(i+1)}{\eta_{iP} \cdot \eta_m \cdot \eta_M \cdot \eta_u} \quad (56b)$$

Die Berechnung von $G(i)$ muß iterativ erfolgen, da $E_W(i+1)$ eine Funktion von $G(i)$ ist:

$$E_W(i+1) = f \left(\sum_{zn=1}^{i-1} G_{zn} + G(i) \right)$$

Mit den angegebenen Gleichungen können die Anzapfungen für die in beliebiger Reihenfolge geschalteten Vorwärmertypen berechnet werden.

3.3 Auslegungs- und Schaltungskriterien

Bei Serienrechnungen auf Digitalmaschinen ist es der Wunsch, mit einem Minimum an externen Eingaben auszukommen. Es bedarf dazu einer größeren Zahl interner Informationen, die den speziell geforderten Programmablauf selbständig ansteuern. Sie sollen im folgenden beschrieben werden.

3.3.1 Schaltung der Vorwärmer

Für die Speisewasservorwärmanlage muß eine Entgaserstufe (s. Abb.3.23) vorgesehen werden. Aus betrieblichen Gründen wird oft eine Überdruckentgasung bei ca. 150°C vorgenommen. Hinter dem Entgaser folgt die Hochdruckspeisepumpe mit den nachfolgenden Hochdruckvorwärmern. Die Förderhöhe für die Speisepumpe hängt von der Zahl der Hochdruckvorwärmer Z_H und deren Druckabfall DP_H , den Leitungswiderständen und dem geforderten Druck $P_W(1)$ nach der Endstufe ab.

$$DP_H = (P_W(1) + DP_V \cdot Z_H) \cdot 10^4 \quad (\text{kp/m}^2) \quad (65)$$

Entsprechend gilt für die Niederdruckpumpe, wenn P_{KA} der Kondensatordruck ist:

$$DP_N = (P_{KA} + DP_V \cdot (n - Z_H)) \cdot 10^4 \quad DP_V = 1,2 \quad (\text{at/Vorw.}) \quad (65b)$$

Für die Berechnung der Pumpleistung nach Gl.(56) muß noch das spezifische Volumen bekannt sein. Es wird mit den im Abschnitt 2.2 angegebenen Funktionen ermittelt:

$$V_H = WV \left(\frac{DP_H + DP_N}{2 \cdot 10^4}, T_W(1) \right)$$

$$V_N = WV \left(\frac{DP_N}{2 \cdot 10^4}, T_{KA} \right)$$

Die Zahl der Hoch- bzw. Niederdruckvorwärmer hängt von der Stufenzahl n und der Vorwärmtemperatur $T_W(1)$ ab. Sowohl n als auch $T_W(1)$ werden als unabhängige Parameter eingegeben. Damit die Maschine die Wahl der Schaltung ohne äußeren Eingriff vornehmen kann, wird folgendermaßen verfahren:

1. Berechnung der Vorwärmerenthalpie

$$E_W(1) = WI(P_W(1), T_W(1))$$

2. Festlegung der Aufwärmspanne pro Vorwärmer

$$D_W = (E_W(1) - E_{KA}) / n \quad (66)$$

3. Berechnung der Vorwärmenthalpien für die Stufen

$$E_W(i) = E_W(i-1) - D_W \quad (67)$$

4. Ermittlung des zugehörigen Druckes

$$\text{Hochdruckvorwärmer: } P_W(i) = P(1) + DP_V \cdot (i-1) \quad (68)$$

$$\text{Niederdruckvorwärmer: } P_W(i) = P_{EG} + DP_V \cdot (n - Z_H) \quad (69)$$

5. Iteration der zugehörigen Wassertemperatur mit dem in Abschnitt 2.6.4 beschriebenen Verfahren

$$T_W(i) = TPE(P(i), E(i))$$

Ergibt sich $T_W(i) < 160^\circ\text{C}$, so wird die nächstfolgende Stufe als Entgaser festgelegt. Alle vorangehenden sind dann Hoch-, alle nachfolgenden Niederdruckvorwärmer. Als erster Hochdruckvorwärmer - vorausgesetzt, daß die vorgegebene Temperatur $T_W(1) > 160^\circ\text{C}$ ist - wird stets ein Oberflächenvorwärmer ohne Kondensatzufuhr (s. Abb. 3.21) gewählt.

Daran können sich, abhängig von der Temperatur $T(i)$, einige Oberflächenvorwärmer mit Kondensatzufuhr (s. Abb. 3.22) oder die Entgaserstufe (s. Abb. 3.23) anschließen. Wird der Entgaser vorgesehen, so ist ihm die Hochdruckspeisepumpe vorgeschaltet (s. Abb. 3.24). Nach dem Entgaser folgt ein Oberflächenvorwärmer ohne Kondensatzufuhr, an den sich weitere mit Kondensatzufuhr anschließen können. Zwischen dem Niederdruckvorwärmer und dem Kondensator wird die Niederdruckpumpe geschaltet (s. Abb. 3.25). Auf diese Weise stellt sich die Maschine in Abhängigkeit von den Temperaturen $T_W(i)$ und der Stufenzahl n selbständig, ohne äußeren Eingriff, die Schaltung zusammen. Dadurch wird nicht nur externer Rechenaufwand vermieden, sondern es ist außerdem die Gewähr gegeben, daß für Parameterstudien stets gleiche Schaltprinzipien zugrundegelegt werden. Es ist eine der geforderten Voraussetzungen, damit Ergebnisse miteinander vergleichbar sind.

Die Gleichungen zur Berechnung der Anzapfungen $G(i)$ enthalten die Enthalpie $E_D(i)$ des Dampfes. Abhängig von der geforderten Wassertemperatur $T_W(i)$ und dem Expansionsverlauf des Dampfes in der Turbine, ist damit auch der Anzapfungsort berechenbar. Zunächst wird - abhängig von $T_W(i)$ - die Temperaturdifferenz DT_{WD} zur Sättigungstemperatur T_{SD} des Anzapfdampfes ermittelt (s. Abb. 3.15).

Durch die sinnvolle Festlegung von DT_{WD} kann der Einfluß der Überhitzungstemperatur des Anzapfdampfes auf die Auslegung der Vorwärmeheizfläche und die Verbesserung des Anlagenwirkungsgrades erfaßt werden. Es gilt:

$$T_D(i) = T_W(i) + DT_{WD}(T_W(i)) \quad (70)$$

$DT_{WD} = 7$	$T_W(i) \leq 100^\circ\text{C}$
$DT_{WD} = 5$	$100 < T_W(i) \leq 150$
$DT_{WD} = 3$	$150 < T_W(i) \leq 200$
$DT_{WD} = 1$	$200 < T_W(i) \leq 250$
$DT_{WD} = -1$	$250 < T_W(i) \leq 300$
$DT_{WD} = -3$	$300 < T_W(i) \leq 350$

Über die Temperatur $T_D(i)$ und den Expansionsverlauf können die Anzapfmengen errechnet werden.

3.4 Der Expansionsverlauf

Die Expansion des Dampfes in der Turbine führt zu einem speziellen Zustandsverlauf. Er ist geometrischer Ort für die zu ermittelnden Anzapfstellen. Sein Verlauf hängt von der Turbinenauslegung und den Dampfparametern ab. Exakt ist er nur bei der endgültigen Turbinenauslegung zu ermitteln, wobei Konstruktion, Versuche und Berechnungen iterativ erfolgen müssen. Für Parameterstudien läßt sich der Expansionsverlauf durch einen Polygonzug approximieren. Die einzelnen Geradenstücke werden dabei durch den inneren Turbinenwirkungsgrad η_i charakterisiert.

3.4.1 Berechnung des inneren Turbinenwirkungsgrades

3.4.1.1 Das Heißdampfgebiet

Von SCHÜLLER [5] wird eine Beziehung für den Stufenwirkungsgrad (an der Stelle k) im Heißdampfgebiet angegeben.

$$\eta_i(k) = \eta_o - \frac{C}{G \cdot H_o(k)} (P(k-1) - P(k)) \quad (71)$$

- P Druck (kp/cm²)
- k-1 Eintritt
- k Austritt
- C Konstante 10 (cm².kcal/kp.h)
- G Dampfdurchsatz (t/h)
- H_o adiabates Gefälle
- η_o Basiswirkungsgrad .

Der Basiswirkungsgrad η_o hängt von den Verlusten in der Turbine ab, die sich bei größeren Leistungseinheiten verringern lassen. Die Werte betragen:

Hochdruckteil	0,85 < η _{OM} < 0,87
Mitteldruckteil	0,86 < η _{OM} < 0,88
Niederdruckteil	0,88 < η _{ON} < 0,89

Für Turbinen mit Leistungen von ca. 500 MW_{el} kann angenommen werden:

$$\eta_{OM} = 0,87 ; \quad \eta_{OM} = 0,88 ; \quad \eta_{ON} = 0,885$$

3.4.1.2 Das Naßdampfgebiet

Erfolgt die Expansion im Naßdampfgebiet, dann bewirkt ein zunehmender Feuchteanteil eine Verschlechterung des inneren Turbinenwirkungsgrades. Die winzigen Wassertropfen besitzen eine geringere Geschwindigkeit als der expandierende Dampf und haben dadurch eine bremsende Wirkung. Für den Expansionsverlauf bis zu einem Druck p(k) an der Stelle (k) gilt (s. Abb. 3.40):

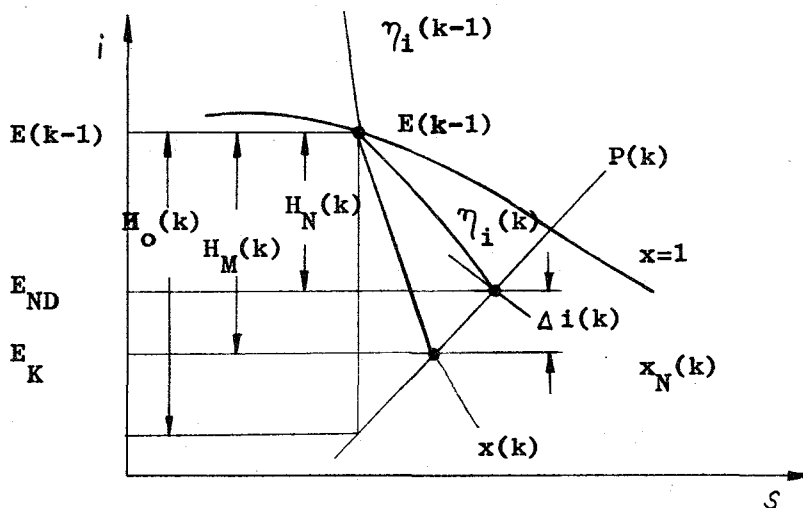


Abb. 3.40

$$\eta_i = \frac{H_M}{H_O} \quad (72)$$

$$\eta_{iN} = \frac{H_N}{H_O} \quad (73)$$

Der Dampf besitzt einen Wassergehalt von $(1 - x(k))$. Bei 1% Wasseranteil nimmt der Wirkungsgrad η_{iM} um C_T Prozent ab. Der Stufenwirkungsgrad mit Berücksichtigung der Nässe beträgt dann:

$$\eta_i(k) = \eta(k-1) \cdot (1 - C_T \cdot (1-x(k))) \quad (74)$$

Der Betrag von C_T hängt von der Güte der Entwässerung während der Expansion ab. Für große Leistungseinheiten kann $C_T = 0,5$ gesetzt werden.

3.4.2 Berechnung der Zustandspunkte des Expansionsverlaufes

Nach dem Austritt aus dem Dampferzeuger - z.B. dem Reaktor - gelangt der Frischdampf über Rohrleitungen, Absperr- und Regelorgane durch das Schnellschlußventil in die 1. Turbinenstufe. Durch diese Drosselung stellen sich bei gleichbleibender Enthalpie neue Druck- und Temperaturparameter ein ($P(k-1)$, $T(k-1)$) (s. Abb. 3.41). Anhand ausgeführter Anlagen findet man die empirische Beziehung:

$$P(k-1) = P_{RA} \cdot (0,9646 - 7,08 \cdot 10^{-5} \cdot P_{RA}) \quad (74b)$$

Der Joule-Thomson-Effekt bewirkt eine geringfügige Abkühlung des Dampfes. Die Frischdampf Temperatur errechnet sich aus $P(k-1)$ und E_{RA} mit Gl.(39):

$$T(k-1) = \text{TPE}(P(k-1), E_{RA})$$

Von diesem Zustandspunkt aus kann man sukzessive den Polygonzug des Expansionsverlaufes bestimmen. Die Abhängigkeit des inneren Turbinenwirkungsgrades η_i vom Stufenenddruck muß dabei als bekannt vorausgesetzt werden (Gl.(71)).

3.4.2.1 Der Expansionsendpunkt liegt im Heißdampfgebiet

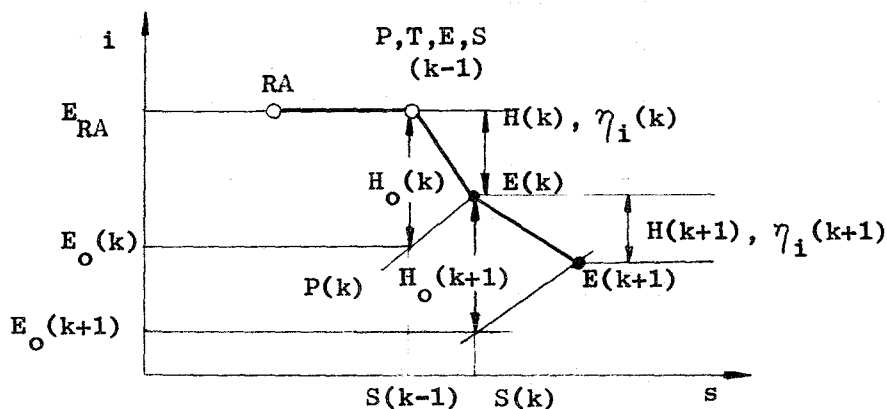


Abb. 3.41

Für den Abschnitt (k) gilt:

P(k) und S(k-1) führen zu $E_o(k)$ (Gl.(36))

$$E(k) = E(k-1) - H(k) \qquad H(k) = \eta_1(k) \cdot H_o(k) \qquad (75)$$

$$H_o(k) = E(k-1) - E_o(k) \qquad (76)$$

$$E(k) = E(k-1) - \eta_1(k) \cdot (E(k-1) - E_o(k))$$

Der gesuchte Zustandswert am Punkte (k) liegt damit vor. Aus E(k) und P(k) werden T(k), S(k) und V(k) berechnet (s. Kap.2).

Die Expansionsgerade zwischen den Punkten k-1 und k wird durch folgende Funktion beschrieben:

$$\frac{E}{k-1} = \alpha(k) \cdot \frac{S}{k-1} + \beta(k) \qquad (78)$$

$$\frac{E}{k-1} = \frac{E(k-1) - E(k)}{S(k-1) - S(k)} \cdot \left(\frac{S}{k-1} - S(k-1) \right) + E(k-1) \qquad (78b)$$

$$\alpha(k) = \frac{E(k-1) - E(k)}{S(k-1) - S(k)} \qquad (79)$$

$$\beta(k) = E(k-1) - \alpha(k) \cdot S(k-1) \qquad (80)$$

Damit ist die Expansion eindeutig festgelegt. Weitere Expansionsabschnitte können in der beschriebenen Weise berechnet und angefügt werden. Es ergibt sich ein Polygonzug, der auch den besonderen Verhältnissen von Zwischenüberhitzungsprozessen gerecht wird.

3.4.2.2 Expansionsendpunkt liegt im Naßdampfgebiet

Liegt zwischen den Punkten k und k+1 die Sättigungskurve, so erfolgt die Expansion innerhalb des Naßdampfgebietes mit verschlechtertem Wirkungsgrad (Gl.(74)). Deshalb muß zusätzlich der Schnittpunkt des Expansionsverlaufes mit der Sättigungskurve festgestellt werden, um den Ausgangspunkt für die Naßdampfexpansion zu finden. Dafür errechnet man am Kondensatoreintritt KE die zugehörigen Sättigungswerte für Dampf (") und Wasser (').

$$S_o = S'_{KE} + X_o \cdot (S''_{KE} - S'_{KE}) \qquad (81)$$

$$E_o = E'_{KE} + X_o \cdot (E''_{KE} - E'_{KE}) \qquad (82)$$

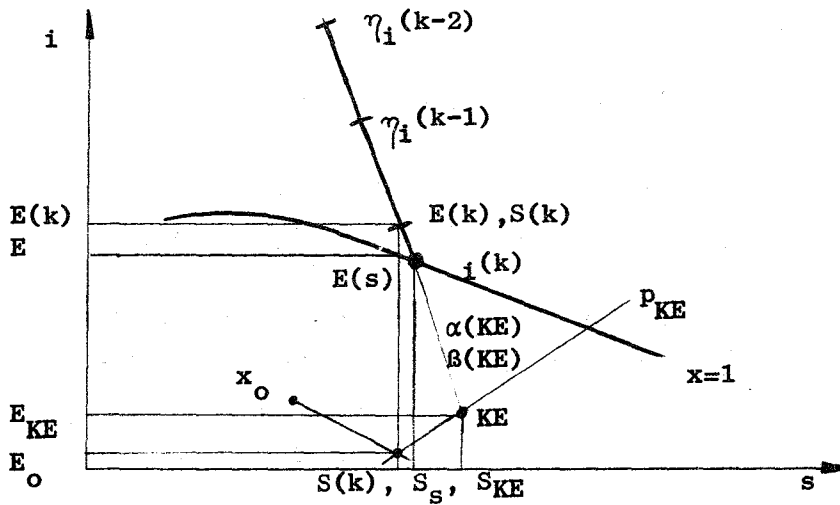


Abb.3.42

Vom letzten gerechneten Punkt des Expansionsverlaufes (k) ist die Entropie $S(k)$ bekannt. Mit den Gleichungen (77), (81), (82) ergibt sich:

$$E_{KE} = E(k) - \eta_i(k) \cdot (E(k) - E_0)$$

$$E_{KE} = E(k) - \eta_i(k) \cdot \left[E(k) - E'_{KE} - \frac{(S(k) - S'_{KE})}{(S''_{KE} - S'_{KE})} \cdot (E''_{KE} - E'_{KE}) \right] \quad (83)$$

$$S_{KE} = S'_{KE} + \frac{E_{KE} - E'_{KE}}{E''_{KE} - E'_{KE}} \cdot (S''_{KE} - S'_{KE}) \quad (84)$$

Damit können die Konstanten $\alpha(KE)$ und $\beta(KE)$ errechnet werden. Sie erfassen den Expansionsverlauf im Heißdampfgebiet exakt bis zur Sättigungslinie. Innerhalb des Naßdampfgebietes wird der Nässeeinfluß nicht berücksichtigt. Da die Sättigungslinie in den exakten Gültigkeitsbereich einbezogen ist, kann mit $\alpha(KE)$ und $\beta(KE)$ der Schnittpunkt des Expansionsverlaufes mit der Sättigungslinie bestimmt werden. Ausgehend von einer simplen Näherungsfunktion für die Sättigungskurve

$$E'' = 838 - 111 \cdot S'' \quad (85)$$

wird der entsprechende Zustandpunkt auf der Expansionsgeraden ermittelt. Er stellt eine erste Näherung für den Schnittpunkt (S) dar. Der Entropiewert S^1 wird:

$$S^1 = \frac{838 - E(k) + \alpha(kE) \cdot S(k)}{\alpha(kE) + 111} \quad (86)$$

$$\alpha(kE) = \frac{E(k) - E_{KA}}{S(k) - S_{KE}} \quad (79b)$$

Der zugehörige Enthalpiewert beträgt:

$$E^1 = \alpha(kE) \cdot S^1 + E(k) - \alpha(kE) \cdot S(k) \quad (87)$$

Aus E^1 und S^1 können mit dem in Abschnitt 2.6.2 beschriebenen Iterationsverfahren der Druck P^1 und die Temperatur T^1 berechnet werden.

Bestimmt man nun aus P^1 die zugehörige Sättigungstemperatur T_s^1 , so läßt sich durch einen einfachen Vergleich feststellen, ob der ermittelte Zustandspunkt im Heißdampfgebiet oder auf der Sättigungskurve liegt. Sättigung bedeutet $T_s^1 = T^1$. Ein erneuter Iterationsschritt muß erfolgen, wenn das Kriterium

$$|T_s^n - T^n| \leq \epsilon \quad (88)$$

nicht erfüllt ist. Dann berechnet man aus P^{n-1} und T_s^{n-1} einen Enthalpiewert $E^n = \text{HDI}(P^{n-1}, T_s^{n-1})$. Danach bestimmt man für $E^n = \text{const.}$ den Entropiewert S^n so, daß der Zustandspunkt auf der Expansionskurve liegt:

$$S^n = \frac{E^n - E(k) + \alpha(kE) \cdot S(k)}{\alpha(kE)} \quad (89)$$

Aus E^n und S^n folgen P^n , T^n , T_s^n . Die Iteration wird abgebrochen, wenn Gl.(88) erfüllt ist. Das Verfahren konvergiert sehr rasch. Die Abb.3.43 zeigt die Darstellung des Iterationsweges im i-s Diagramm.

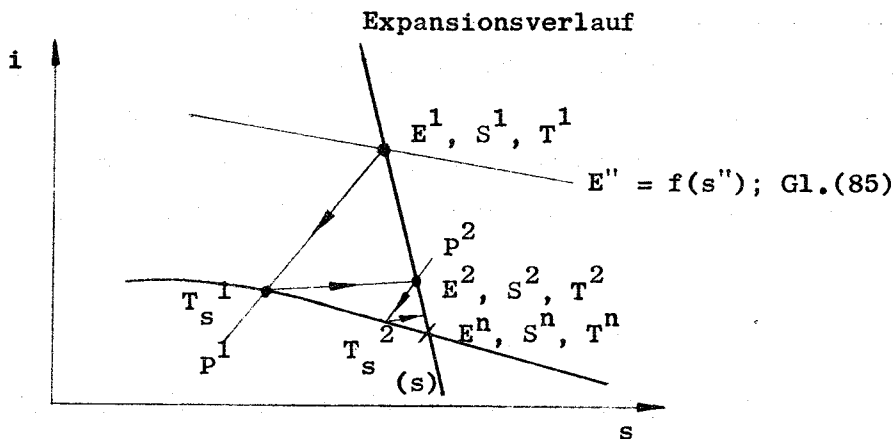


Abb.3.43

Zur Berechnung des Expansionsverlaufes im Naßdampfgebiet ist damit der Ausgangspunkt festgelegt. Nun kann abschnittsweise die Veränderung des inneren Turbinenwirkungsgrades infolge zunehmender Dampfnaße erfaßt werden.

Ausgehend von dem Schnittpunkt der Sättigungslinie mit dem Expansionsverlauf und einer vorgegebenen Aufteilung des Polygonzuges im Naßdampfgebiet, lassen sich die weiteren Zustandspunkte bestimmen.

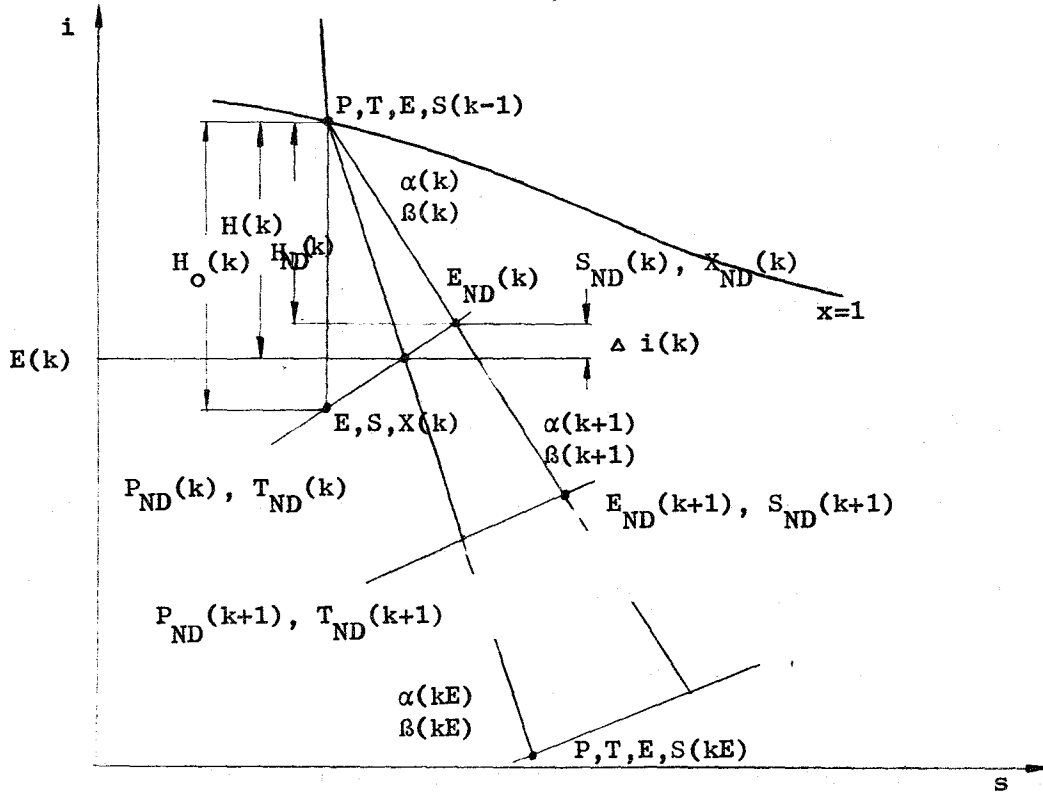


Abb. 3.44

Aus $P_{ND}(k)$ folgt $T_{ND}(k)$; damit ergeben sich die Sättigungswerte an der Stelle (k):

$$\left. \begin{aligned} E'(k) &= WI(P_{ND}(k), T_{ND}(k)) \\ S'(k) &= WS(P_{ND}(k), T_{ND}(k)) \end{aligned} \right\} \text{Wasser}$$

$$\left. \begin{aligned} E''(k) &= HDI(P_{ND}(k), T_{ND}(k)) \\ S''(k) &= HDS(P_{ND}(k), T_{ND}(k)) \end{aligned} \right\} \text{Dampf}$$

Der Enthalpiewert ohne Berücksichtigung der Nässe beträgt:

$$E(k) = E'(k) + \frac{\alpha(kE) \cdot S'(k) + \beta(kE) - E'(k)}{E''(k) - E'(k) - \alpha(kE) \cdot (S''(k) - S'(k))} \cdot (E''(k) - E'(k)) \quad (90)$$

Berücksichtigt man den Wassergehalt, so wird

$$E_{ND}(k) = E(k) + \Delta i(k) \quad (91)$$

$$\Delta i(k) = H(k) - H_{ND}(k) \quad (92)$$

Mit den Gln. (72), (73) und (74) findet man

$$\Delta i(k) = H(k) \cdot C_T \cdot (1-x(k)) \quad (93)$$

Damit wird

$$E_{ND}(k) = (E(k) + ((E(k-1) - E(k)) \cdot (1-x(k)) \cdot C_T) \quad (94)$$

Nun kann man die übrigen Zustandswerte bestimmen:

$$X_{ND}(k) = \frac{E_{ND}(k) - E'(k)}{E''(k) - E'(k)} \quad (95)$$

$$S_{ND}(k) = S'(k) + X_{ND}(k) \cdot (S''(k) - S'(k)) \quad (96)$$

Die Konstante $\beta(k)$ und der Koeffizient $\alpha(k)$ der Expansionsgeraden betragen:

$$\alpha(k) = \frac{E_{ND}(k-1) - E_{ND}(k)}{S_{ND}(k-1) - S_{ND}(k)} \quad (97)$$

$$\beta(k) = E_{ND}(k-1) - \alpha(k) \cdot S_{ND}(k-1) \quad (98)$$

Mit den angegebenen Funktionen wird der Expansionsverlauf von der Maschine ohne äußeren Eingriff berechnet. Alle Zustandspunkte sind eindeutig definiert. Jeder beliebige Ort auf dem Expansionspolygon kann ermittelt werden. Damit ist eine weitere Voraussetzung zur Bestimmung der Anzapfstellen erfüllt.

3.4.3 Berechnung der Anzapfstellen auf dem Expansionspolygon

Zur Bestimmung der Entnahmemengen $G(i)$ (s. Kap.3.2) müssen die Zustandswerte am Anzapfungsort bekannt sein. Die Festlegung des Anzapfungsortes hängt von den geforderten Verhältnissen am Regenerativvorwärmer ab. Die Berechnung der Zustandswerte auf der Wasserseite wurde im Kap.3.3 beschrieben. Sie erlaubten die Festlegung der erforderlichen Sättigungstemperatur des Anzapfdampfes $T_D(i)$ (Gl.(70)). Darauf aufbauend kann nun der zugehörige Anzapfungsort auf dem Expansionspolygon bestimmt werden. Durch Vergleich der Temperaturen $T_D(i)$ und $T(s)$ (s. Abb.3.43) stellt man fest, ob der Anzapfungsort im Heiß- oder Naßdampf-bereich liegt. Danach wird das entsprechende Rechen- bzw. Iterationsverfahren angesteuert.

3.4.3.1 Heißdampfbereich

Im Abschnitt 3.4.2.1 wurde das Verfahren zur Festlegung des Expansionsverlaufes im Heißdampfgebiet angegeben. Es führte zu den Gleichungen

$$\frac{E}{k-1} = \alpha(k) \cdot \frac{S}{k-1} + \beta(k) \quad (78)$$

Sie besitzen nur zwischen den Zustanspunkten (k-1) und (k) Gültigkeit. Mit ihnen kann aber jede beliebige Prozeßführung zusammengestellt werden. Dadurch erfaßt man nicht nur die Prozesse ohne Zwischenüberhitzung, sondern auch die mit ein- und mehrfacher. Außerdem gestattet das Verfahren vor- oder zwischen-geschaltete Dampfturbinen für Verdichter zu berücksichtigen. Man muß nur durch entsprechende Programmgestaltung die abschnittsweise Berechnung des Expansionsverlaufes gewährleisten. Liegt der Expansionsverlauf mit all seinen Gleichungen (78) vor, so muß nun bei der Bestimmung des Anzapfungsortes zunächst der zugehörige Expansionsteil ermittelt werden. Das geschieht durch Abfragen, die den Programmablauf mitunter recht komplizieren. Auf sie soll an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden. Es wird stets die geforderte Expansionsbeziehung (78) als gegeben vorausgesetzt.

Von dem zu errechnenden Anzapfungsort ist nur die geforderte Sättigungstemperatur $T_D(i)$ gegeben. Aus ihr läßt sich nicht ohne weiteres der zugehörige Enthalpiwert auf der Expansionsfunktion angeben, weil die eindeutige Zuordnung nicht möglich ist. Man könnte zwar für jeden spezifischen Expansionsverlauf eine Funktion $E = f(T)$ aufstellen, doch wäre das ein umständliches, für Serienrechnungen ungeeignetes Verfahren. Eine Iteration führt da besser zum gewünschten Ergebnis. Die Funktion für die 1. Näherung lautet:

$$E_D^1(i) = T_D(i) \cdot 0,666 + 587 \quad (99)$$

Damit wird

$$S_D^1(i) = (E_D^1(i) - \beta(k)) / \alpha(k) \quad (100)$$

Mit (i) wird der Anzapfort, mit (k) der Polygonabschnitt des Expansionsverlaufes charakterisiert. Aus $E_D^1(i)$ und $S_D^1(i)$ lassen sich iterativ Druck und Temperatur bestimmen (Kap. 2.6.3). Aus $P_D^1(i)$ folgt die zugehörige Sättigungstemperatur $T_S(i)$. Für den geforderten Anzapfort muß

$$|T_D(i) - T_S(i)| \leq \epsilon \quad (101)$$

sein. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so wird die Iteration auf folgende Weise fortgesetzt. Mit $T_s^1(i)$ wird eine zweite Näherung mit dem obigen Verfahren gefunden. Es ergeben sich die Zustandswerte $E_D^2(i)$, $S_D^2(i)$ usw.

Falls die Bedingung (101) noch nicht erfüllt ist, wird für die weiteren Iterationsschritte auf die Näherung nach Gl.(99) verzichtet. Statt dessen bestimmt man die lineare Abhängigkeit $E = f(T_s)$ für den speziellen Expansionsabschnitt aus den bisherigen Näherungswerten:

$$C^n = \frac{E_D^{n-1}(i) - E_D^{n-2}(i)}{T_s^{n-1}(i) - T_s^{n-2}(i)} \quad (102)$$

$$E_D^n(i) = E_D^{n-1}(i) + (T_D(i) - T_s^{n-1}) \cdot C^n \quad (103)$$

Im weiteren Iterationsverlauf folgen $S_D^n(i)$ (Gl.(100)) $P_D^n(i)$, $T^n(i)$, $T_s^n(i)$, bis die Genauigkeitsbedingung (Gl.(101)) erfüllt ist und mit der n-ten Näherung die Zustandsgrößen für den Anzapfpunkt (i) gegeben sind. Für alle Anzapf-orte im Heißdampfgebiet schließen sich die Iterationsschritte für die Stufen (i+1), (i+2) ... usw. an, bis das Naßdampfgebiet erreicht wird.

3.4.3.2 Naßdampfbereich

Im Naßdampfgebiet ist jeder Anzapfungspunkt durch die Expansionsfunktion und die gegebene Sättigungstemperatur $T_D(i)$ ohne Iterationsschritt berechenbar. Aus der Sättigungstemperatur $T_D(i)$ folgt der zugehörige Druck $P_D(i)$ (Gl.(26)).

Aus $P_D(i)$ und $T_D(i)$ berechnet man die zugehörigen Sättigungswerte für Wasser ('') und Dampf (') für die Stufe (i)

$$E'(i), E''(i), S'(i), S''(i) (P_D(i), T_D(i))$$

Danach stellt man fest, in welchem Abschnitt (k) des Expansionsverlaufes der Anzapfort liegt und findet so die zugehörigen Konstanten $\alpha(k)$, $\beta(k)$ (s.Abb.3.44).

Mit den Beziehungen

$$E_D(i) = \alpha(k) \cdot S_D(i) + \beta(k) \quad (78)$$

$$S_D(i) = S'(i) + X(i) \cdot (S''(i) - S'(i)) \quad (81b)$$

$$E_D(i) = E'(i) + X(i) \cdot (E''(i) - E'(i)) \quad (82b)$$

ergibt sich

$$E_D(i) = E'(i) + \frac{(\alpha(k) \cdot S'(i) + \beta(k) - E'(i)) \cdot (E''(i) - E'(i))}{E''(i) - E'(i) - \alpha(k) \cdot (S''(i) - S'(i))} \quad (104)$$

Damit sind die Anzapferte im Naßdampfgebiet berechenbar. Alle Zustandswerte zur weiteren Kreislaufberechnung stehen zur Verfügung.

3.4.4 Der Turbinenausritt

3.4.4.1 Der Austrittsverlust

Die Turbinenschaufeln werden durch enorme Fliehkräfte beansprucht. Aus den zur Zeit beherrschbaren Materialbeanspruchungen ergeben sich maximal zulässige Schaufellängen von ca. 850 bis 1200 (mm). Die Länge hängt vom Außendurchmesser der Turbinenwelle ab, denn die Umfangsgeschwindigkeiten an den Schaufelspitzen betragen einheitlich etwa 500 (m/s). Durch die maximal erlaubte Schaufellänge ergibt sich die maximal mögliche Austrittsfläche. Aus der Kontinuitätsbeziehung folgt aus dem Durchsatz die Dampfgeschwindigkeit W . Sie hängt außerdem noch von dem spezifischen Volumen V ab.

$$W = \frac{G \cdot V}{3,6 \cdot 10^3 \cdot F} \quad (\text{m/s})$$

G (kg/h)	Durchsatz	(105)
V (m ³ /kg)	spez. Vol.	
F (m ²)	freie Fläche	

Mit sinkendem Kondensatordruck wächst das spezifische Volumen. Während man einerseits durch verbessertes Vakuum im Kondensator den thermischen Anlagenwirkungsgrad verbessern möchte, werden andererseits für große Leistungen mehrere Austrittsstutzen erforderlich. Mehrflutige Anlagen verteuern die Turbine erheblich. Die variablen Kosten sinken, die fixen steigen. Außerdem treten am Turbinenausritt zusätzliche Strömungsverluste auf, denn der Dampf verläßt die letzte Stufengruppe mit einer bestimmten Geschwindigkeit W_2 . Die zugehörige kinetische Energie beträgt:

$$\Delta i_{SV} = \frac{A \cdot W_2^2}{2 \cdot g} \quad (\text{kcal/kg}) \quad (106)$$

Um diesen Betrag verringert sich das in der Turbine ausnutzbare Gefälle. Es kann zur Überwindung der Strömungswiderstände vom Turbinenausritt bis in den Kondensator herangezogen werden. Dadurch erübrigt sich eine weitere Herabsetzung des statischen Druckes im Kondensator. Im i - s -Diagramm findet man folgende Darstellung:

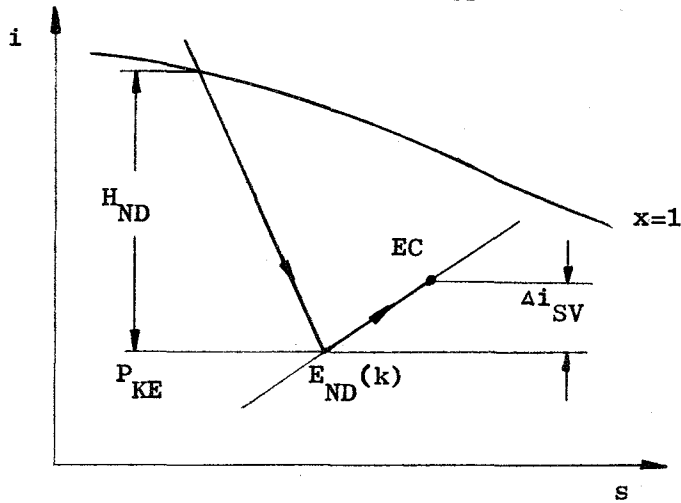


Abb. 3.41

Die Turbinenhersteller geben für ihre Turbosätze Diagramme zur Ermittlung von Δi_{SV} an 4, 5. Eine Gleichung, die den verschiedenen Fabrikaten in etwa gerecht wird, lautet:

$$\Delta i_{SV} = 5,1875 \cdot 10^{-3} \cdot D_F + 2,925 \quad \begin{matrix} \text{(kcal/kg)} \\ V \text{ (m}^3\text{/kg)} \\ G \text{ (kg/s)} \end{matrix} \quad (107)$$

$$D_F = G \cdot V(k) \text{ (m}^3\text{/s)} \quad (108)$$

Für die Optimierung der Gesamtanlage ist die Auslegung am kalten Prozeßende von entscheidender Bedeutung. Eine Herabsetzung des Kondensatordruckes führt zu einer Vergrößerung des isentropen Turbinengefälles. Da gleichzeitig mit der Druckherabsetzung im Kondensator der Nässegehalt des Dampfes ansteigt, wird der innere Wirkungsgrad der Turbine verschlechtert. Das vergrößerte isentropische Gefälle kann nur mit dem verringerten Wirkungsgrad umgesetzt werden, so daß der erzielbare Gewinn durch Vakuumverbesserung geschmälert wird. In die gleiche Richtung führt ein weiterer Einfluß. Verringerter Kondensatordruck bedeutet Vergrößerung des spezifischen Dampfvolumens. Die unvermeidbaren Strömungsverluste am Turbinenausritt werden erhöht, weil das Durchsatzvolumen ansteigt. Die Strömungsverluste schmälern dadurch die erzielbare Verbesserung des Wärmeverbrauches durch Senkung des Kondensatordruckes. Außerdem bewirkt diese Maßnahme für große Leistungseinheiten den Übergang zu mehrflutigen Anlagen. Niederdruckteile sind infolge ihrer großen Abmessung sehr teuer. Mehrflutige Anlagen erhöhen die fixen Kosten noch mehr. Außerdem lassen sich in Einwellenbauweise höchstens 6 Auslässe anbringen. Die Turbosätze großer Leistung

erreichen damit Längen von ca. 50 m. Dieser Wert stellt eine obere Grenze dar, die wohl nicht überschritten werden sollte. Die Zweiwellenanordnung kann diesem Umstand abhelfen. Man wählt dann einen Hoch-Mitteldruckteil mit 3000 U/min und einen Niederdruckteil mit 1500 U/min. Durch die geringere Drehzahl des Niederdruckteiles sind die Fliehkräfte bei gleichem Durchmesser kleiner. Man kann zu billigeren Werkstoffen oder größeren Durchmessern übergehen. Mit größeren Durchmessern kann man die Zahl der erforderlichen Fluten herabsetzen. Die daraus resultierenden Einsparungen müssen größer sein als der zusätzliche Aufwand durch die getrennte 2-Wellenanordnung, wenn ein finanzieller Nutzen entstehen soll. Aussagen dieser Art ergeben sich nur in einem iterativen Prozeß von thermischer Berechnung, konstruktiver Auslegung, baulicher Ausführung und finanzieller Kalkulation. Viele Imponderabilien, wie Kapitalmarkt, Entwicklung des Wärmepreises, Verfügbarkeit der Anlage, betriebliche Erfahrungen usw. spielen dabei eine Rolle. Durch entsprechende Wahl der abhängigen und unabhängigen Variablen sollten diese Einflüsse von den Kreislauf-Rechenprogrammen erfaßbar sein. Für den speziell vorliegenden Fall bedeutet es, daß man sich die Zahl der Fluten M und den Kondensatordruck P_K vorgibt. Für den Expansionsendpunkt (k) (Abb.3.41) kann damit das spezifische Volumen berechnet werden.

Die in die Turbine einströmende Frischdampfmenge GF wurde durch die Anzapfungen für die Speisewasservorwärmung um $\sum_{n=1}^i G(n)$ verkleinert. In den Kondensator strömt die Menge GC :

$$GC = GF - \sum_{n=1}^i G(n) \quad (109)$$

Pro Turbinenflut ergibt sich aus dem zulässigen Durchmesser ein maximal möglicher Durchsatz D_{\max} . Aus Gl.(108) bestimmt sich der für die Anlage errechnete zu:

$$DC = (GF - \sum_{n=1}^i G(n)) \cdot V(k) \quad (110)$$

Mit Gl.(107) ist daraus der Zustandspunkt EC berechenbar. Wird $DC > D_{\max}$, so kann der anfallende Dampfdurchsatz nur durch eine größere Zahl von Fluten aufgenommen werden, Für den zulässigen Volumenstrom pro Flut D_F gilt:

$$D_F \leq D_{\max}$$

Die erforderliche theoretische Zahl der Fluten F^+ beträgt:

$$F^+ = \frac{(GF - \sum_{n=1}^i G(n)) \cdot V(k)}{D_{\max}} \quad (111)$$

Der nächst größere ganzzahlige Wert ist dann die ausführbare Flutenzahl F .

Der Volumendurchsatz pro Flut wird:

$$D_F = \frac{(GF - \sum_{n=1}^i G(n)) \cdot V(k)}{F} \quad (112)$$

Überschreitet die Zahl der Fluten einen zulässigen Wert (etwa 6), so müssen die Dampfparameter am Turbinenaustritt verändert werden. Durch Anheben des Kondensatordruckes verringert sich das spezifische Volumen und damit der Volumendurchsatz DC . Das zulässige spezifische Volumen beträgt:

$$V_Z = \frac{D_{\max} \cdot F}{(GF - \sum_{n=1}^i G(n))} \quad (113)$$

Aus V_Z und dem bekannten Expansionsverlauf müssen die anderen Zustandswerte berechnet werden. Dabei gibt es wieder die beiden Möglichkeiten, daß sie im Heiß- oder Naßdampfgebiet liegen.

Obwohl die Lage des Expansionsendpunktes im Heißdampfgebiet sehr unwahrscheinlich ist, so kann man sie für Serienrechnungen doch nicht völlig ausschließen. Der Vollständigkeit halber muß sie im Programm enthalten sein.

3.4.4.1 Expansionsendpunkt im Heißdampfgebiet

Durch Abfragen läßt sich aus V_Z der Expansionsabschnitt bestimmen, in dessen Bereichen $(k-1)$ und (k) der gesuchte Zustandspunkt liegt.

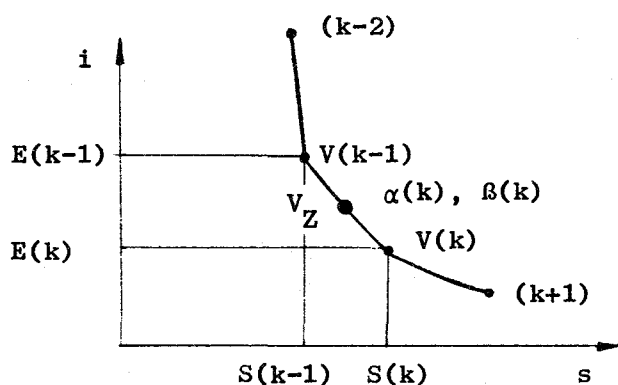


Abb. 3.42

Für diesen Abschnitt kann eine lineare Näherungsfunktion $E_Z^n = f(V)$ aufgestellt werden. Mit ihr wird der gesuchte Zustandswert Z iterativ berechnet. Die Näherungsfunktion wird in jeden Iterationszyklus mit den gefundenen Näherungswerten verbessert. Dadurch konvergiert das Verfahren sehr rasch. Zunächst bildet man den Differenzenquotienten für den Bereich (k) :

$$\frac{\Delta E}{\Delta V}(k) = \frac{E(k) - E(k-1)}{V(k) - V(k-1)} \quad (114)$$

Der 1. Näherungswert für die Enthalpie wird:

$$E_Z^1 = E(k) + \frac{\Delta E}{\Delta V}(k) \cdot (V_Z - V(k)) \quad (115)$$

der Entropiewert ist:

$$S_Z^1 = (E_Z^1 - \beta(k)) / \alpha(R) \quad (116)$$

Aus E_Z^1 und S_Z^1 folgt durch Iteration (s. Kap. 2.6.3) T_Z^1 , P_Z^1 und V_Z^1 . Solange die Genauigkeitsbedingung

$$|V_Z^n - V_Z| \leq \epsilon \quad (117)$$

nicht erfüllt ist, schließen sich weitere Iterationsschritte an:

$$E_Z^n = E_Z^{n-1} + \frac{(E_Z^{n-2} - E_Z^{n-1})}{(V_Z^{n-2} - V_Z^{n-1})} \cdot (V_Z - V_Z^{n-1}) \quad (118)$$

$$S_Z^n = (E_Z^n - \beta(k)) / \alpha(k) \quad (116b)$$

Aus E_Z^n , S_Z^n folgen wiederum T_Z^n , P_Z^n , V_Z^n , bis schließlich die Bedingung (117) erfüllt wird. Durch die ständige Anpassung der Näherungsbeziehung E_Z^n im Expansionsteil (k) an die Abhängigkeit $E = f(V)$ folgt eine rasche Konvergenz. Diese Forderung muß erfüllt sein, weil oft mehrere Iterationsschleifen ineinander verschachtelt sind und die Rechenzeiten nicht unzumutbar groß werden dürfen. Außerdem benötigt das angegebene Verfahren nur wenige Speicherplätze, weil die Schleifen immer aufs Neue durchlaufen werden können.

3.4.4.3 Expansionsendpunkt im Naßdampfgebiet

Die Iteration ist ähnlich aufgebaut wie die des Heißdampfgebietes, nur daß eine Näherungsfunktion für $P_Z^n = f(V)$ aufgestellt wird. Es ist zunächst der Expansionsabschnitt zu ermitteln, in dessen Verlauf der gesuchte Zustandswert V_Z liegt. Das erfolgt am schnellsten bei geringem Speicherplatzbedarf in einer Schleife, mit der entsprechenden Abfrage. Damit liegt der Expansionsabschnitt (k-1) bis (k) samt seinen zugehörigen Zustandswerten vor (Abb.3.43).

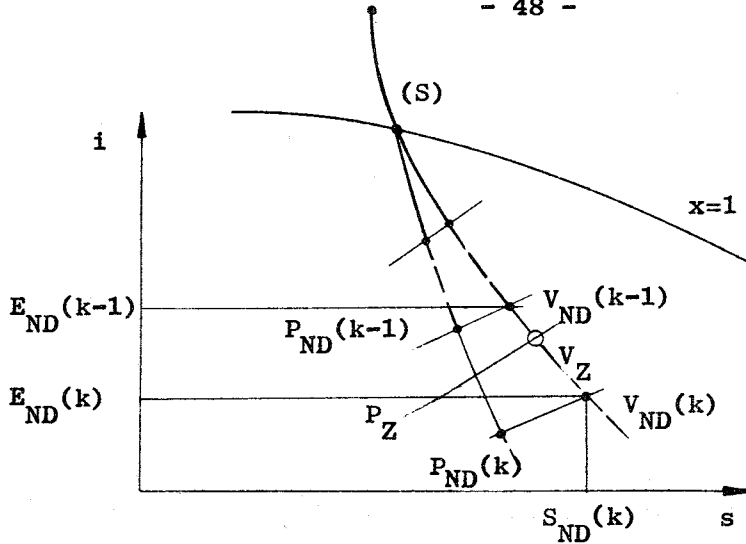


Abb. 3.43

$$\frac{\Delta P}{\Delta V}(k) = \frac{P_{ND}(k-1) - P_{ND}(k)}{V_{ND}(k-1) - V_{ND}(k)} \quad (119)$$

Der 1. Näherungswert für den Druck P_Z^1 errechnet sich zu:

$$P_Z^1 = P_{ND}(k) + \frac{\Delta P}{\Delta V}(k) \cdot (V_Z - V_{ND}(k)) \quad (120)$$

Aus P_Z^1 folgen die zugehörigen Sättigungswerte für Wasser V_{ZW} und Dampf V_{ZD} . Mit den Expansionskonstanten $\alpha(k)$, $\beta(k)$ ergibt sich der 1. Näherungswert für das spezifische Volumen V_Z^1 :

$$V_Z^1 = V_{ZW}^1 + X^1 (V_{ZD}^1 - V_{ZW}^1) \quad (121)$$

$$X^1 = \frac{(\alpha(k) \cdot S_{ZW}^1 + \beta(k) - E_{ZW}^1)}{(E_{ZD}^1 - E_{ZW}^1 - \alpha(k) \cdot (S_{ZD}^1 - S_{ZW}^1))} \quad (122)$$

Für $|V_Z^n - V_Z| \leq \varepsilon$ ist die Iteration beendet. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so folgen weitere Iterationsschleifen. Man findet für die n-te Näherung:

$$P_Z^n = P_Z^{n-1} + \frac{P_Z^{n-2} - P_Z^{n-1}}{V_Z^{n-2} - V_Z^{n-1}} (V_Z - V_Z^{n-1}) \quad (123)$$

Aus P_Z^n folgen die Sättigungswerte und daraus schließlich V_Z^n . In die Gleichungen (117) und (118) ist sinngemäß statt 1 die n-te Näherung zu setzen. Wird die Genauigkeitsschranke erfüllt, so können die noch fehlenden Enthalpie- und Entropiewerte bestimmt werden:

$$E_Z^n = E_{ZW}^n + X^n (E_{ZD}^n - E_{ZW}^n) \quad (124)$$

$$S_Z^n = S_{ZW}^n + X^n (S_{ZD}^n - S_{ZW}^n) \quad (125)$$

Damit liegt der Expansionsendpunkt für all die Fälle vor, bei denen die Schluckfähigkeit der Turbine erschöpft ist und eine Realisierung des thermischen Prozesses nur durch die Erhöhung des Kondensatordruckes möglich ist. Der Expansionsendpunkt unter Einbeziehung des Auslaßverlustes ist nun nach der in Kap. 3.4.4.1 beschriebenen Methode zu bestimmen.

Damit ist die Berechnung des Expansionsverlaufes abgeschlossen. Alle erforderlichen Zustandswerte sind an den für den Expansionsprozeß wichtigen Punkten (k) bestimmt. Auch die Berechnung der Vorwärmstrecke ist beendet, so daß nun der Kraftwerksprozeß in seiner Gesamtheit betrachtet werden kann.

3.5 Beeinflussung der Gesamtanlage durch den Kondensationsteil

Der Standort von Kernkraftwerken muß möglichst nahe an den Verbraucherzentren liegen. Wegen eventueller Kontamination der Umgebung sollten dichtbesiedelte Ballungsräume vermieden werden. Ein weiterer Gesichtspunkt, der für die Zukunft wohl bedeutungsvollste, kommt hinzu. Es handelt sich dabei um die Versorgung von Großkraftwerken mit Wasser. Sie gestaltet sich zusehends schwieriger, denn mit zunehmender Kraftwerksleistung steigt der erforderliche Wasserbedarf und wird damit zu einem Engpaß für die Gesamtanlage. Im wesentlichen unterscheidet man zwei Kühlarten zur Wärmeabfuhr am Kondensator:

1. Frischwasserkühlung,
2. Rückkühlbetrieb.

Bei der Frischwasserkühlung wird aus einem Wasserreservoir etwa die 60-fache Menge des im Kondensator niederschlagenden Dampfes benötigt. Diese Kühlmenge wärmt sich auf. Sowohl die Aufwärmspanne als auch die maximale Wasseraustrittstemperatur dürfen festgelegte Werte nicht überschreiten, damit die biologische Regenerierungsfähigkeit der Gewässer nicht verloren geht. Außerdem ist durch die steigende Verschmutzung der Flüsse eine Aufbereitung des Wassers erforderlich, damit die Kondensatorverunreinigungen begrenzt werden können. Die Aufbereitung bleibt nicht ohne Einfluß auf das biologische Gleichgewicht der Gewässer. Unter Umständen wird die maximal zulässige Wassermenge, die entnommen werden darf, auch dadurch begrenzt.

Die mittlere Jahrestemperatur deutscher Flüsse beträgt 11 bis 12°C. Sie kann aber im Sommer erheblich darüber liegen, ebenso, wenn viele Anlieger erwärmtes Kühlwasser in den Fluß einspeisen (22 - 25°C). Für eine 1000 MWel Anlage wäre der Kühlwasserbedarf etwa $1,5 \cdot 10^5$ t/h. Standorte, die das ermöglichen, werden im Binnenland immer seltener. Als Ausweg bietet sich die Kühlung mit Meerwasser an. Man wird in zunehmendem Maße davon Gebrauch machen müssen.

Bei Rückkühlbetrieb wird das im Kondensator erwärmte Wasser über Kühltürme geleitet. Die Kühlung erfolgt dabei durch Verdunstung und Wärmeabgabe an die Umgebungsluft. Der Anteil der Verdunstung beträgt im Winter etwa 50% im Sommer ca. 100%. Dadurch tritt eine erhebliche Beeinträchtigung der Umgebung ein. Im Sommer können sich Wolken bilden, im Winter Vereisungen. Um einen Begriff zu vermitteln, um welche Mengen es sich dabei handelt, sei das Beispiel einer 1000 MWel-Anlage aufgeführt. Die an die Luft abgegebene Wassermenge beträgt ca. $2 \cdot 10^3$ t/h.

Daß ein derartiger Wasserverbraucher, wie es ein Großkraftwerk darstellt, nur unter Berücksichtigung allgemeiner wasserwirtschaftlicher Grundsätze angesiedelt werden kann, ist ersichtlich. Diese Anforderungen bleiben nicht ohne Auswirkungen auf die Anlagenparameter am kalten Prozeßende. Mit den erreichbaren Kühlwassertemperaturen ist über die Temperatursprünge im Kondensator auch der Kondensatordruck auf der Dampfseite weitgehendst festgelegt. Für den Rückkühlbetrieb, der für das Binnenland in Zukunft an Bedeutung gewinnen wird, liegen folgende Verhältnisse vor: Die mittlere Lufttemperatur beträgt 15°C, die relative Luftfeuchtigkeit 70%. Die daraus resultierende Feuchttemperatur T_R beträgt $T_R = 12^\circ\text{C}$, sie stellt eine untere Grenze für den Gesamtprozeß dar.

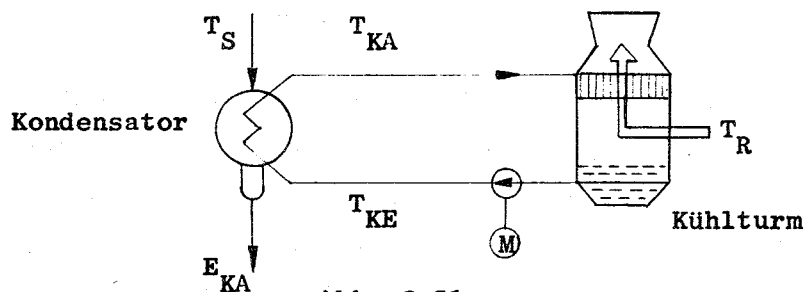


Abb. 3.51

Die Abb.3.51 zeigt die Schaltung bei Rückkühlbetrieb. Für Frischwasserkühlung ergeben sich analog die ähnlichen Verhältnisse, nur, daß anstelle des Kühlturms die Einspeisung aus einem Wasserreservoir erfolgt. In Abb. 3.52 ist der prinzipielle Temperaturverlauf für den Rückkühlbetrieb dargestellt.

Bei Frischwasserkühlung entfällt die Temperatur T_R , denn die Kühlwassereintrittstemperatur am Kondensator ist gleich der Frischwassertemperatur.

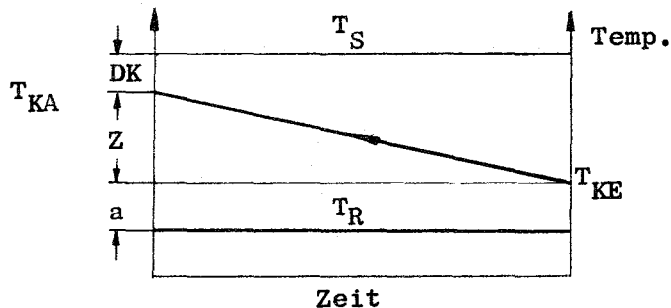


Abb. 3.52

Für den Temperaturverlauf ergeben sich drei wichtige Temperaturgradienten, die für Auslegung der Anlage bestimmend sind. Als erster sei der Kühlgrenzabstand a zwischen der Luft- und Wassereintrittstemperatur genannt:

$$a = T_{KE} - T_R \quad (126)$$

Je größer der Kühlgrenzabstand gewählt wird, desto kleiner wird die Rückkühlanlage, desto größer wird aber auch die sich ergebende Sättigungstemperatur T_S ; das bedeutet, der Anlagenwirkungsgrad verschlechtert sich.

In gleicher Weise beeinflusst die Kühlzonenbreite Z die Anlage. Je größer sie ist, desto schlechter wird das erreichbare Vakuum, weil T_S ansteigt. Bei gleicher abzuführender Wärmemenge sinkt aber mit steigendem Z der Kühlwasserdurchsatz und damit der erforderliche Leistungsbedarf N_K der Pumpe. Außerdem bestimmen die Kühlzonenbreite Z und die Grädigkeit DK die Abmessungen des Kondensators. Kleine Temperaturgradienten erfordern große Anlagen, führen aber durch die Vakuumverbesserung zu steigenden thermischen Wirkungsgraden. Es ergeben sich daraus Optimierungsmöglichkeiten für die Anlage. Sie sind umfangreich und nur im Einklang mit den Kostenrechnungen für die einzelnen Komponenten durchführbar. Für Parameterstudien geht man deshalb von sinnvoll erscheinenden Mittelwerten aus. Dabei ist zu beachten, daß bei veränderten Verhältnissen die Voraussetzungen für den Vergleich erhalten bleiben. Wird z.B. der Kondensatordruck geändert, so können im Einklang damit die Temperaturgradienten, die Kühlflächen, der Kühlwasserdurchsatz usw. verändert werden. Um gleiche Voraussetzungen für Vergleiche zu gewährleisten, wird folgende Annahme getroffen:

$$\frac{DK + Z}{a} = 1,225 \quad (127)$$

Das bedeutet, daß sich Änderungen zwischen Kondensatorsättigungstemperatur T_S und Lufttemperatur T_R stets im gleichen Verhältnis auf die Kondensator- und Rückkühlanlage auswirken. Bei gegebenem T_S , $DK = 4^\circ$, $T_R = 12^\circ C$, ergibt sich:

$$a = \frac{T_S - T_R}{2,25} \quad (128)$$

$$Z = 0,55 (T_S - T_R) - DK \quad (129)$$

Aus dem Kühlgrenzabstand a und der Kühlzonenbreite Z kann der Leistungsbedarf der Kühlwasserumwälzpumpe und des Kühlturmventilators bestimmt werden. Die spezifische Antriebsleistung N_{Spz} in Abhängigkeit vom Temperaturgradienten und der abzuführenden Wärme Q_a beträgt:

$$\text{Pumpe: } N_{Spz,P} = \frac{N_K \cdot Z}{Q_a} \quad (130)$$

$$\text{Ventilator: } N_{Spz,V} = \frac{N_V \cdot a}{Q_a} \quad (131)$$

$N_{K,V} \text{ (kW)}$
 $Q_a \text{ (Gcal/h)}$

Die üblichen Werte betragen:

$$N_{Spz,P} = 45 \text{ (kWh/Gcal } 1^\circ(Z))$$

$$N_{Spz,V} = 65 \text{ (kWh/Gcal } 1^\circ(a))$$

Der gesamte Leistungsbedarf NC der Kondensatanlage bei Rückkühlbetrieb wird damit

$$NC_R = Q_a \frac{N_{Spz,P}}{(T_S - T_R) \cdot 0,55 - 4} + \frac{N_{Spz,V}}{(T_S - T_F) \cdot 0,45} \quad (132)$$

Bei Frischwasserkühlung vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$NC_F = Q_a \cdot N_{Spz,P} / Z \quad (133)$$

Die abzuführende Wärmemenge beträgt (s. Abb.3.41):

$$Q_a = (GF - \sum_{n=1}^i G_n) (EC - E_{KA}) \quad (134)$$

Damit sind die Beziehungen zur Berechnung der Kondensatanlage gegeben. Der Leistungsbedarf dieser Hilfsanlagen kann bestimmt werden.

4. Kreislaufgestaltung und Berechnung von Reaktoranlagen

Mit den bislang beschriebenen Rechenverfahren kann der Expansionsverlauf des Dampfes in der Turbine und die Anlage zur regenerativen Speisewasservorwärmung berechnet werden. Auf diesen konventionellen Teil aufbauend, läßt sich nun die Schaltung zu einer Gesamtanlage vervollständigen.

4.1 Der Loeffler-Kreislauf für dampfgekühlte schnelle Brüter

Das Kühlmittel schneller Brutreaktoren muß manigfaltigen Anforderungen genügen. Damit aber überhaupt ein schnelles Core möglich ist, muß die Moderations- und Absorptionsfähigkeit gering sein. Weitere Forderungen sind gute Verträglichkeit mit den Kreislaufmaterialien, geringer Dampfdruck, gute Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität, betriebssichere und einfache Handhabung, geringe Aktivierbarkeit usw. Stoffe mit geringem Atomgewicht sind wegen des Moderationseffektes nur bei geringer Dichte in der Dampf- oder Gasphase verwendbar (Helium, Wasserdampf). Bei Medien mit höherem Atomgewicht kann auch in der flüssigen Phase gekühlt werden (Natrium). Als Arbeitsmittel in konventionellen Anlagen wurde bislang Dampf, in geringem Umfang Gas (Luft) verwendet. Will man einen direkten Kreislauf vorsehen, bei dem das Kühlmittel im Reaktor erwärmt und nachfolgend in der Turbine entspannt wird, so liegen Erfahrungen mit konventionellen Anlagen samt Komponenten, nur für Dampf vor. Für schnelle Brutreaktoren ist eine Verdampfung im Reaktor wegen des Moderationseffektes nicht möglich. Sie muß außerhalb des Cores vorgenommen werden. Daraus resultieren auch die Besonderheiten in der Schaltung schneller Brutreaktoren.

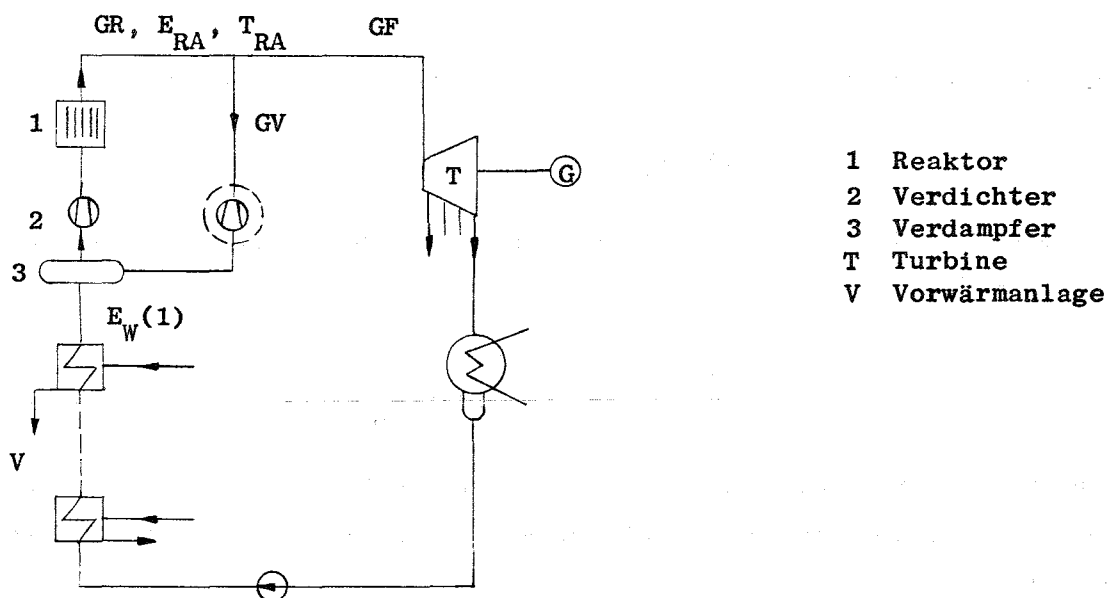


Abb. 3.53

Der im Core überhitzte Dampf wird in zwei Teilströme aufgespalten. Der eine wird zur Turbine geleitet, der andere dient zur Verdampfung des regenerativ vorgewärmten Kondensates. Der Dampf gibt dabei seine Überhitzungswärme ab. Als Satttdampf wird er im Verdichter (2) auf Reaktoreintrittsdruck gebracht, wobei er sich infolge der Wärmezufuhr im Verdichter leicht überhitzt. Die am Verdampfer aufzubringende Wärme kann man in 2 Teile aufspalten. In die zur Vorwärmung des Wassers auf Siedetemperatur erforderliche Wärme Q_S und die Verdampfungswärme Q_R . Je größer die Speisewassertemperatur, desto kleiner ist die Wärmemenge Q_S . Die Verdampfungswärme Q_R sinkt mit steigendem Druck. Allgemein gilt, daß die Dampfenthalpie mit der Temperatur ansteigt und mit größer werdendem Druck abnimmt. Je größer die Überhitzungsenthalpie und je kleiner die zur Verdampfung erforderliche Wärme $Q_S + Q_R$, desto kleiner kann die zur Verdampfung erforderliche Anzapfmenge GV (Abb. 3.53) gehalten werden. Als Anhaltswert kann man $GV/GF = 2/1$ setzen.

4.1.0 Berechnung des Loeffler-Kreislaufes

Das Reaktorkühlmittel wird in zwei Teilströme aufgespalten:

- a) die Frischdampfmenge GF, die in der Turbine Nutzarbeit verrichtet,
- b) die am Verdampfer erforderliche Anzapfmenge GV.

Die im Reaktor zugeführte Wärme beträgt:

$$Q_R = G_R (E_{RA} - E_{RE}) \quad (135)$$

$$G_R = G_F + G_V \quad (136)$$

Durch Aufstellung der Energiebilanz am Verdampfer ergibt sich

$$G_V (E_{RA} - E_{VA}) = G_F (E_{VA} - E_W(1)) \quad (137)$$

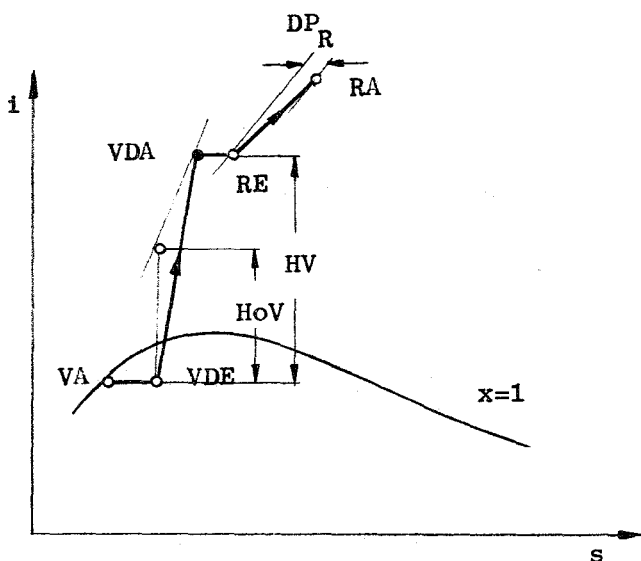
Setzt man Gl.(136) in (137) ein, so findet man für die Frischdampfmenge vor der Turbine die Beziehung:

$$G_F = \frac{Q_R (E_{RA} - E_{VA})}{(E_{RA} - E_W(1)) \cdot (E_{RA} - E_{RE})} \quad (138)$$

Für Prozesse mit Zwischenüberhitzung und Vorschaltturbinen als Verdichterantrieb komplizieren sich die Verhältnisse. An späterer Stelle wird darauf näher eingegangen.

4.1.1 Dampfverdichter

Der Dampf verläßt den Verdampfer im Idealfall im trockenem gesättigten Zustand. Auf dem Weg zum Verdichter ist durch Drosselung und damit verbundener Temperaturabsenkung ein Ansteigen der Nässe möglich (Druck > 30 at). Im Verdichter wird der Dampf auf den gewünschten Reaktoreintrittszustand gebracht. Abb. 4.21 zeigt die Verhältnisse im i-s-Diagramm.



- VA Verdampferaustritt
- VE Verdampfereintritt
- RE Reaktoreintritt
- RA Reaktoraustritt
- VDE Verdichtereintritt
- VDA Verdichteraustritt

Abb. 4.21

Die Parameter am Reaktoraustritt werden als unabhängige Variable vorgegeben. Über den Druckabfall bis zum Verdampfer lassen sich dessen Zustandswerte bestimmen:

$$\begin{aligned}
 P_{VE} &= \left(1 - \frac{P_{Ve}}{100}\right) \cdot P_{RA} & P_{Ve,a} & \text{prozentualer Druckabfall(139)} \\
 P_{VA} &= \left(1 - \frac{P_{Va}}{100}\right) \cdot P_{VE} & P_{Ve} & \approx 1\% \\
 & & P_{Va} & \approx 2\% & (140)
 \end{aligned}$$

Die weiteren Zustandswerte am Verdampfereintritt sind:

$$\begin{aligned}
 E_{VE} &= E_{RA} \\
 T_{VE} &= TRE(P_{VE}, E_{VE}) \quad (\text{s. Kap. 2.6.2})
 \end{aligned}$$

Am Verdampferaustritt ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 T_{VA} &= TS(P_{VA}) \quad (\text{s. Kap. 2.5}) \\
 E_{VA} &= HDI(P_{VA}, T_{VA}) \\
 S_{VA} &= HDS(P_{VA}, T_{VA})
 \end{aligned}$$

Für den Verdichtereintritt findet man:

$$E_{VDE} = E_{VA}$$

$$P_{VDE} = P_{VA} - \Delta P$$

$$T_{VDE} = TS(P_{VDE}); \text{ damit ergeben sich die Sättigungswerte } E', E'', S', S''$$

$$X_{VDE} = \frac{E_{VDE} - E'}{E'' - E'}$$

$$S_{VDE} = S' + X_{VDE}'(S'' - S')$$

Bei vorgegebenem Druckabfall im Reaktor DP_R findet man den Reaktoreintrittsdruck

$$P_{RE} = P_{RA} + DP_R$$

Mit dem prozentualen Druckanstieg P_{Re} zwischen Reaktoreintritt und Verdichterausstritt errechnet man:

$$P_{VDA} = P_{RE} \left(1 + \frac{P_{Re}}{100} \right) \quad (141)$$

Würde eine isentrope Verdichtung stattfinden, ergäbe sich der Punkt o

$$T_o = TPS(P_{VDA}, S_{VDE})$$

$$E_o = HDI(P_{VDA}, T_o)$$

Mit dem inneren Verdichterwirkungsgrad η_{iVD} findet man:

$$E_{VDA} = E_{RE} = \frac{(E_o - E_{VDE})}{\eta_{iVD}} + E_{VDE} \quad (142)$$

wobei der Ausdruck

$$\frac{E_o - E_{VDE}}{\eta_{iVD}} = H_{VD} \quad (143)$$

das polytrope Verdichtergefälle genannt wird.

Die weiteren Zustandswerte berechnen sich in der üblichen Weise.

4.2.1 Der Leistungsbedarf des Verdichters

Die Leistungsaufnahme der Verdichter beträgt ca. 8% der Kraftwerks-Nettoleistung. Für 1000 MWel-Anlagen ergibt sich damit ein Leistungsbedarf von ca. 80 MW. Ein Kraftwerk dieser Leistung würde bei 450 DM/kW etwa $36 \cdot 10^6$ DM kosten. Daran sieht man, welche Bedeutung dem Verdichter und seiner Schaltung zukommt. Hinsichtlich seiner Eingliederung im Kraftwerk kann er vor oder nach dem Verdampfer angeordnet werden (s. Abb. 3.53). Vor dem Verdampfer ist die Durchsatzmenge zwar kleiner, dafür ist aber das spezifische Volumen wegen der höheren Temperatur größer. Die Einflüsse heben sich in etwa auf $\sqrt[13]{}$. Als entscheidender Nachteil bleibt die hohe Betriebstemperatur des Verdichters zu vermerken, der diese Schaltungsweise wenig sinnvoll erscheinen läßt. Für die folgenden Betrachtungen wird deshalb der Verdichter nach dem Verdampfer angeordnet. Seine Leistungsaufnahme ermittelt man aus der geforderten Druckerhöhung und dem inneren Wirkungsgrad. Daraus ergibt sich das polytrope Verdichtergefälle. Mit dem mechanischen Verdichterwirkungsgrad η_{mVD} erhält man:

$$N_{VD} = (GF + GV) \cdot H_{VD} / \eta_{mVD} \quad (144)$$

Die dem Kraftwerksprozeß zu entnehmende Leistung hängt von der Art des Verdichterantriebes ab. Die Vor- und Nachteile, unter dem speziellen Gesichtspunkt von 1000 MWel-Anlagen, werden im folgenden kurz erläutert.

4.2.1.1 Antrieb durch Elektromotor

Elektromotoren mit Leistungen wie sie für 1000 MW-Anlagen erforderlich wären, sind noch nicht entwickelt worden. Sie wären sicher aufwendig und teuer. Durch Aufspaltung des Förderstromes in mehrere parallel geschaltete, läßt sich dieser Nachteil umgehen, ist aber trotzdem recht aufwendig und in Verbindung mit der Regelung und Bereitstellung des Notstromes sicher nicht vorteilhaft.

Der an den Generatorklemmen erforderliche Leistungsbedarf für den Verdichter beträgt:

$$N_V = \frac{(GF + GV) \cdot H_{VD}}{\eta_{mVD} \cdot \eta_K \cdot \eta_M \cdot \eta_U} \quad (145)$$

η	Wirkungsgrad
K	Kupplung
M	Motor
U	Umspannung

4.2.1.2 Dampfturbinenantrieb

Er besitzt den Vorteil, daß sich mit ihm relativ kleine Einheiten bauen lassen. Durch einfache und billige Hilfskessel kann die Dampfversorgung für den Anfahr- und Notbetrieb gewährleistet werden. Die Antriebsturbinen können auf Gegen- oder Kondensatordruck ausgelegt werden. Der Dampfzustand am Turbineneintritt

ist beginnend mit dem Reaktoraustrittsdruck bis zu einem sinnvollen Mittel-
druck wählbar.

Kondensationsbetrieb: Je höher der Eintrittsdruck gewählt wird, desto kleiner
wird die Turbine. Sie erhält aber trotzdem relativ große Abmessungen wegen des
voluminösen Niederdruckteils. Der Turbinenwirkungsgrad wird wegen der geringeren
Durchsatzmenge gegenüber der Hauptturbine absinken.

Gegendruckbetrieb: Je größer der Eintrittsdruck und je größer der Durchsatz,
desto geringer ist die erforderliche Schaufelzahl. Geht man mit dem Reaktor-
austrittsdruck und der gesamten Frischdampfmenge in die Turbine, so ergeben
sich daraus kleine Abmessungen und guter innerer Wirkungsgrad. Diese Vorteile
sprechen eindeutig für diese Schaltung, so daß sie im folgenden näher be-
trachtet werden soll.

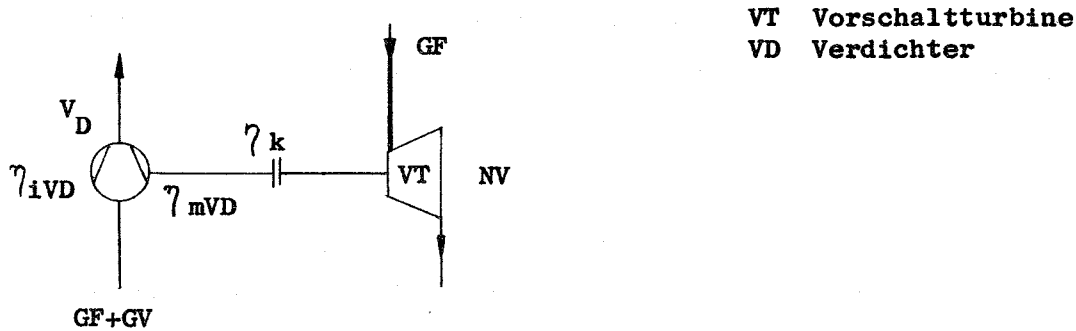


Abb. 4.22

Die Abb. 4.22 zeigt die schematische Anordnung. Der Vollständigkeit halber
wurde der Kupplungswirkungsgrad η_K angegeben. Wird weder Kupplung noch Dreh-
zahlwandler vorgesehen, so ist $\eta_K = 1$.

Die Wärmeleistung der Verdichter beträgt:

$$Q_{VD} = (GF + GV) \cdot H_{VD} \quad (146)$$

Die Berechnung von H_{VD} erfolgt nach Gl.(143). Die Leistung an der Kupplung
des Verdichters beträgt:

$$N_{VD} = \frac{(GF + GV) \cdot H_{VD}}{\eta_{mVD} \cdot \eta_K} \quad (147)$$

Sie ist gleich der von der Vorschaltturbine aufzubringenden Leistung:

$$N_{VT} = H_{OVT} \cdot \eta_{iVT} \cdot GF \cdot \eta_{mVT} \quad (148)$$

Aus Gl.(147) und Gl.(148) ergibt sich das erforderliche Gefälle für die Vor-schaltturbine H_{VT}

$$H_{OVT} = \frac{(GF + GV) \cdot H_{VD}}{\eta_{mVD} \cdot \eta_k \cdot \eta_{mVT} \cdot \eta_{iVT} \cdot GF} \quad (149)$$

$$H_{VT} = H_{OVT} \cdot \eta_{iVT} \quad (150)$$

Ist das Gefälle H_{OVT} sehr groß (bei großem Druckabfall im Reaktor), so kann sich der Expansionszug aus mehreren Abschnitten mit unterschiedlichem innerem Wirkungsgrad zusammensetzen. Für Reaktorauslegungsverhältnisse kommt man in der Regel mit zwei Polygonstücken aus.

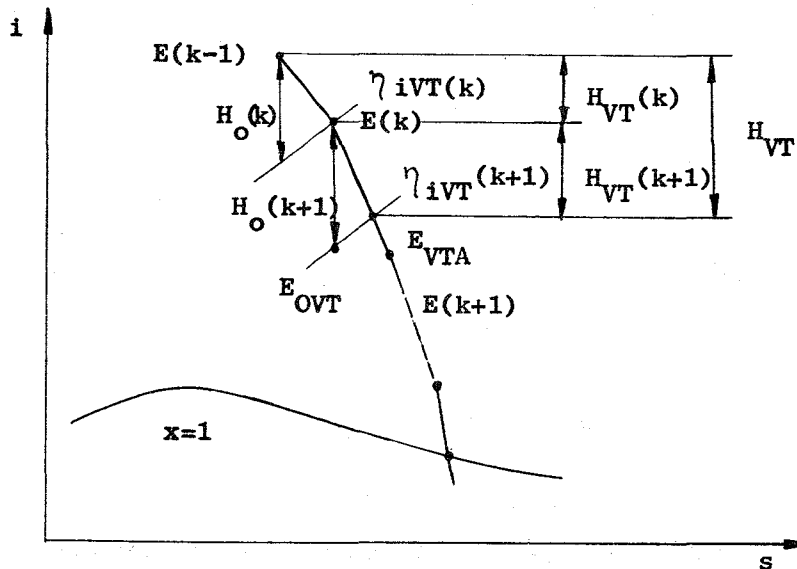


Abb.4.23

$$H_{VT} = \sum_{k=1}^2 H_{VT}(k) \quad (151)$$

Ausgehend vom Expansionsbeginn $E(k-1) = EF$ errechnet man sukzessive die Zustandswerte am Turbinenaustritt auf folgende Weise:

$$H_{VT}(k) = E(k-1) - E(k) \quad (152)$$

$$H_{VT}(k+1) = H_{VT} - (E(k-1) - E(k)) \quad (153)$$

$$\begin{aligned} E_{OVT} &= E(k) - H_O(k+1) \\ &= E(k) - \frac{H_{VT} + E(k-1) - E(k)}{\eta_{iVT}(k+1)} \end{aligned} \quad (154)$$

$$E_{VTA} = E(k-1) - H_{VT} \quad (155)$$

Mit diesen Zustandspunkten iteriert man die noch fehlenden Turbinenaustrittswerte (s. Kap.2.6.1): E_{OVT} und $S_{OVT} = S(k)$ führen zu P_{VTA} und T_{OVT} ; aus P_{VTA} und E_{VTA} ergeben sich T_{VTA} und S_{VTA} (s. Kap.2.6.2). Liegt der Expansionsendpunkt im Bereich des ersten Polygonzuges ($\eta_{iVT}(k=1)$), so vereinfacht sich der Rechengang. Der gewünschte Expansionsendpunkt kann unmittelbar über das polytrope Verdichtergefälle bestimmt werden:

$$E_{VTA} = E(k-1) - H_{VT} \quad (156)$$

Mit den Glm. (147) und (148) wird

$$H_{VT} = \frac{H_{VD} \cdot (1 + GV/GF)}{\eta_{mVD} \cdot \eta_k \cdot \eta_{mVT}} \quad (157)$$

Aus E_{VTA} findet man bei gegebener Expansionsfunktion den zugehörigen Entropiewert

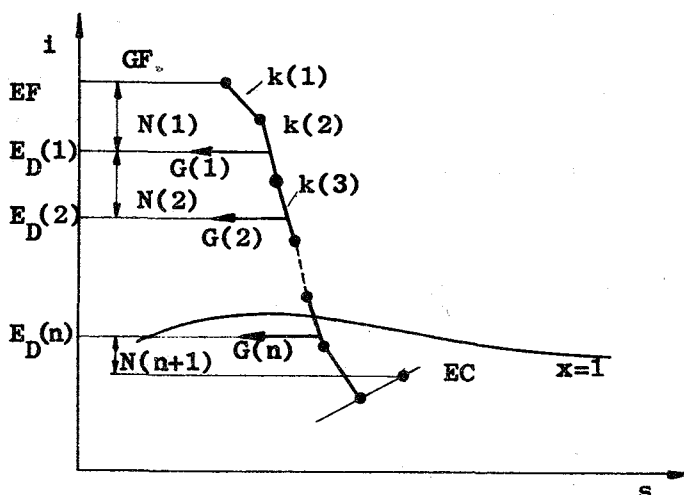
$$S_{VTA} = (E_{VTA} - B(k)) / \alpha(k) \quad (158)$$

mit E_{VTA} und S_{VTA} iteriert man P_{VTA} und T_{VTA} (s. Kap. 2.6.1).

Damit liegt der Expansionsendpunkt der Vorschaltturbine fest. Der Dampf wird nun der Nutzleistungsturbine zugeführt.

4.1.3 Berechnung der Turbinenleistung

Der Expansionsverlauf der Turbine einschließlich aller Anzapfstufen wurde bereits ermittelt. Die erforderliche Dampfmenge GF am Turbineneintritt liegt ebenfalls vor Gl.(143). Darauf aufbauend kann die Leistung der Turbine abschnittsweise berechnet werden. Charakteristisch für die einzelnen Abschnitte sind die Entnahmeorte für den Anzapfdampf. An ihnen verringert sich der Dampfumsatz in der Turbine um die Entnahmemengen $G(i)$ (Abb.3.61).



$k(1,2,\dots)$ Abschnitte veränderten inneren Wirkungsgrades
 n Anzahl der Anzapfstufen

Abb.3.61

Für die thermische Leistung ergibt sich:

$$N_1 = GF \cdot (EF - E_D(1)) \quad (159)$$

$$N_2 = (GF - G(1)) \cdot (E_D(1) - E_D(2)) \quad (160)$$

$$N_3 = (GF - G(1) - G(2)) \cdot (E_D(2) - E_D(3)) \quad (161)$$

•
•
•

$$N_{n+1} = (GF - \sum_{i=1}^n G(i)) \cdot (E_D(n) - EC) \quad (162)$$

Die Gesamtleistung beträgt:

$$N_T = \sum_{j=1}^{n+1} N_j \quad (\text{kcal/h}) \quad (163)$$

Mit den Gln.(159-162) findet man:

$$N_T = GF \cdot (EF - E_D(1)) + \sum_{j=2}^{n+1} \left[(GF - \sum_{i=1}^{j-1} G(i)) \cdot (E_D(j-1) - E_D(j)) \right] \quad (164)$$

In dieser Gleichung ist der Enthalpiewert

$$E(n+1) = EC \quad \text{zu setzen.}$$

Wird eine Vorschaltturbine verwendet, so verringert sich das ausnutzbare Gefälle der Hauptturbine um den Anteil H_{VT} (s. Abb.4.23, Gl.(147/149). Unter Berücksichtigung des mechanischen Wirkungsgrades der Turbine η_m und des elektrischen des Generators η_G findet man die Bruttoleistung des Turbosatzes:

$$N_{br} = (N_T \cdot \eta_m - N_{VT}) \cdot \eta_G / 8,6 \cdot 10^5 \quad (\text{MW}) \quad (165)$$

Durch das Einbeziehen der Hilfsantriebe (MW) und der Kondensatkühlung findet man die elektrische Nettoleistung:

$$N_{netto} = N_{br} - \left(\frac{N_{SpH} + N_{SpN}}{8,6 \cdot 10^5} \right) - \frac{N_{CR}}{10^3} \quad (\text{MW}) \quad (166)$$

(Gl.(56) (56b) (132))

Diese Leistungsanteile können bei der Kreislaufberechnung exakt erfaßt werden, denn sie sind eine Funktion der Reaktorparameter und der Schaltungsweise. Der weitere Eigenbedarf von Kernkraftwerken wird selbverständlich weit größer sein, er hängt aber nicht so eindeutig mit der Schaltungsart zusammen. Er kann pauschal von der oben angegebenen Nettoleistung abgezogen werden. Der Pauschalabzug empfiehlt sich aber nicht bei dem Vergleich von Parameterstudien im Rahmen von Serienrechnungen, weil er die erzielbare Genauigkeit beeinträchtigen würde.

4.1.4 Berechnung der Wirkungsgrade

Alle Werte zur Berechnung der Wirkungsgrade sind gegeben. Man findet im einzelnen:

Anlagenbruttowirkungsgrad (s. Gl.(165, 135)):

$$\eta_{br} = \frac{N_{br}}{Q_R} = \frac{N_{br} \cdot 8,6 \cdot 10^5}{GR \cdot (ERA-ERE)} \quad (167)$$

Anlagennettowirkungsgrad (s. Gl.(166, 135)):

$$\eta_{netto} = \frac{N_n}{Q_R} = \frac{N_n \cdot 8,6 \cdot 10^5}{GR \cdot (ERA-ERE)} \quad (168)$$

4.2 Loefflerkreislauf mit Zwischenüberhitzung

Bei der Expansion des Dampfes in der Turbine darf der zulässige Wasseranteil nicht größer als 12 - 15% sein, damit die Errosion in den Schaufelgruppen nicht unzulässig ansteigt. Je größer der Eintrittsdruck und je niedriger die Eintrittstemperatur und der Kondensatordruck sind, desto höher ist der Wassergehalt. Als Ausweg bietet sich die Zwischenüberhitzung an, die bei sinnvoller Auslegung gleichzeitig den Anlagenwirkungsgrad verbessert. Damit sind dem Kraftwerksprozeß weitere Parameter hinzugefügt, deren Auswirkung auf die Gesamtoptimalisierung zu untersuchen ist. Die Abb.4.21 zeigt einen Kraftprozeß, bei dem einem normalen Kreislauf eine Zwischenüberhitzung nachgeschaltet wurde. Die mittlere Temperatur T_m dieses Prozesses hängt von der Zwischenüberhitzungstemperatur T und dem Trenndruck P ab.

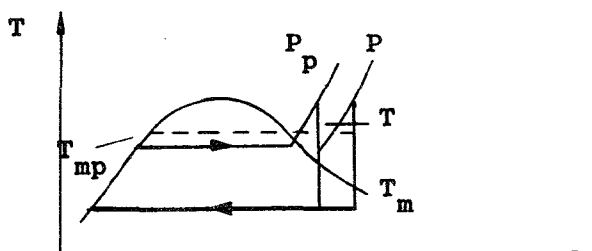


Abb.4.21

Solange $T_m \geq T_{mp}$ steigt der Gesamtwirkungsgrad und erreicht sein Maximum für $P = P_p$. Wird der Kondensatordruck konstant gehalten, so würde mit wachsendem Zwischenüberhitzerdruck der Wassergehalt am Prozeßende steigen. Dieser Effekt bewirkt eine Verschlechterung des inneren Turbinenwirkungsgrades. Da beide Einflüsse entgegengerichtet sind, kann ein optimaler Trenndruck gefunden werden. KNIZIA [12] hat die Verhältnisse für vereinfachte Schaltbilder konventioneller Kraftwerke untersucht. Dampfgekühlte schnelle Brüter besitzen davon abweichend einige Besonderheiten der Zwischenüberhitzung. Auf sie soll im folgenden etwas näher eingegangen werden.

4.2.1 Wärmezufuhr bei Zwischenüberhitzung

Sie kann reaktorintern oder -extern erfolgen. Wird die Wärmezufuhr im Reaktor vorgenommen, so ist eine spezielle Coreauslegung für diese Zone erforderlich. Die andersartigen Brennelemente, die zusätzlichen Dampfzu- und Abführungen etc. würden die konstruktive Coregestaltung komplizieren. Außerdem wären die statischen und dynamischen Rückwirkungen reaktorphysikalischer und kühlungs-technischer Art durch den Kopplungseffekt mit dem Turbinenkreislauf schwer übersehbar. Diesbezüglich günstiger ist die externe Zwischenüberhitzung. Sie kann auf konventionelle Weise durch öl- oder kohlebeheizte Zwischenüberhitzer erfolgen. Da man für den Anfahr- und Notbetrieb u.U. sowieso konventionell beheizte Dampferzeuger benötigt, wäre diese Möglichkeit durchaus diskutabel, obwohl sie nicht sehr elegant erscheint. Eingehende Wirtschaftlichkeitsbetrachtungen könnten näheren Aufschluß über diese Variante geben. Ein zweiter Weg externer Zwischenüberhitzung ergibt sich aus der Wärmezufuhr mittels Frischdampf. Diese elegante Art, die zu relativ einfachen Verhältnissen am Reaktor führt, hat den Nachteil, daß die Zwischenüberhitzertemperatur durch die Frischdampf-temperatur begrenzt wird. Da zwischen beiden eine Temperaturdifferenz besteht, verschlechtert sich der thermische Wirkungsgrad. Kleine Temperaturdifferenzen führen außerdem zu großen Anlageteilen. Konventionell beheizte Überhitzer besäßen diesen Nachteil nicht.

Bei der Beheizung mittels Frischdampf ergeben sich viele Möglichkeiten der Führung des Dampfstromes. Die Vor- und Nachteile sollen im folgenden kurz erläutert werden.

4.2.2 Ort der Zwischenüberhitzung:

- a) in der Vorschaltturbine
- b) nach der Vorschaltturbine
- c) bei einem optimalen Trenndruck.

Der Fall a) wäre nur diskutabel, wenn der optimale Trenndruck innerhalb der Vorschaltturbine liegen würde. Für normale Druckabfälle im Reaktor kann diese Möglichkeit ausgeschlossen werden. Für den optimalen Trenndruck c) spricht der maximal erreichbare Anlagenwirkungsgrad. Für die Zwischenüberhitzung unmittelbar nach der Vorschaltturbine die einfachere Schaltung und Turbinengestaltung.

4.2.3 Durchsatzmenge an Frischdampf

Die Beheizung des Zwischenüberhitzers kann auf folgende Arten erfolgen:

- a) Mit der gesamten Reaktorausstrittsmenge,
- b) mit einem Teil davon,
- c) mit der gesamten zur Turbine strömenden Frischdampfmenge.

Die Wärmeabgabe des Heizdampfes bewirkt seine Temperaturabsenkung, die in Verbindung mit den Schaltungsarten a) und c) zu einer Herabsetzung der Turbineneintrittstemperatur führen. Infolge des größeren Durchsatzes ist sie im Falle a) kleiner gegenüber c). Die kleinere Turbineneintrittstemperatur führt zu geringerem thermischen Anlagenwirkungsgrad, der die erstrebte Verbesserung durch die Zwischenüberhitzung beeinträchtigt. Dieser Effekt läßt sich durch die Schaltung b) vermeiden, weil der Heizdampf nicht in die Turbine, sondern in den Verdampfer (Loefflerkessel) geleitet wird. Überhaupt kommt der Ableitung, und damit der weiteren Verwendung des Heizdampfes, eine besondere Bedeutung zu.

4.2.4 Ableitung des Heizdampfes

Es gibt folgende Möglichkeiten der Dampfableitung:

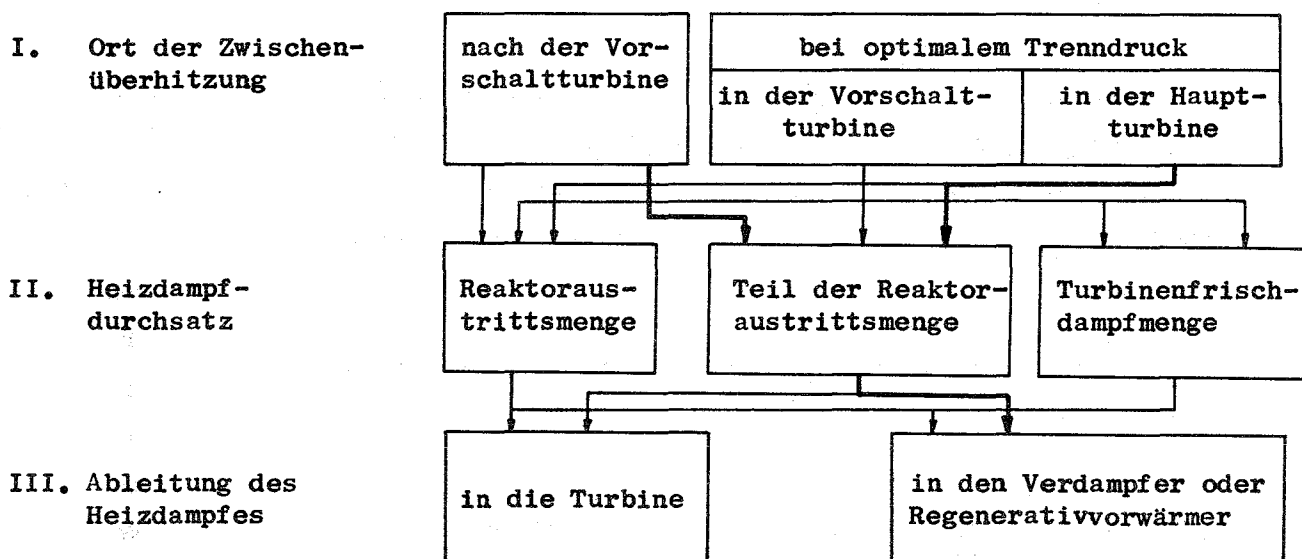
- a) In die dem Dampfzustand entsprechende Schaufelgruppe der Turbine,
- b) in den Verdampfer (Loefflerkessel)
- c) in die Regenerativvorwärmer.

Im Falle a) würde der Dampfdurchsatz in der Turbine durch den hinzukommenden Teilstrom sprunghaft ansteigen. Eine Trennung der Gehäuse wäre u.U. günstig. Im Falle b) wird der Heizdampf dem Verdampfer zugeführt. Einen Teil seines Wärmeinhaltes hat er bereits am Überhitzer abgegeben. Dadurch erhöht sich der erforderliche Durchsatz am Verdampfer gegenüber der Verwendung von Dampf mit Reaktoraustrittsparametern. Trotzdem ist diese Variante thermodynamisch

günstiger, weil die Energie des Dampfes besser genutzt wird. Die daraus resultierende Verbesserung des Wirkungsgrades, die einfache konstruktive Gestaltung der Schaltung und gute Regelbarkeit sind weitere Vorteile dieser Schaltungsart.

Die angegebenen Möglichkeiten über den Ort der Zwischenüberhitzung, der dabei zu verwendenden Durchsatzmenge und deren weitere Verwendung, können miteinander kombiniert werden, so daß die Zahl der Schaltungsvarianten steigt.

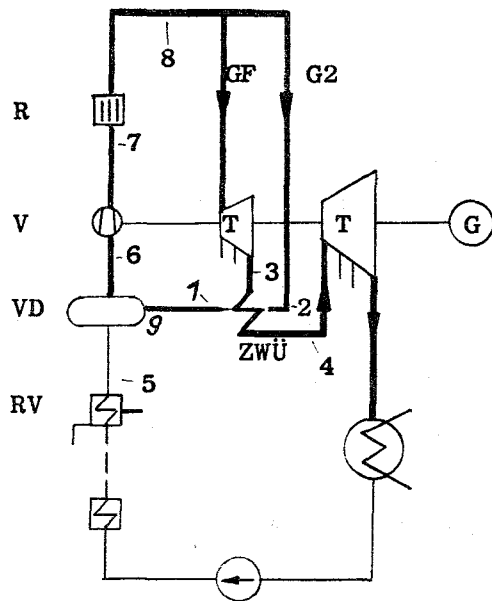
4.2.5 Kombinationsmöglichkeiten der Zwischenüberhitzerschaltung



Es ergeben sich 9 verschiedene Schaltungen, von denen die dick gezeichneten aus den oben aufgezählten Gründen zu bevorzugen sind. Auf sie wird im folgenden ausführlicher eingegangen.

4.2.6 Berechnung des Kreislaufes mit Zwischenüberhitzung

Die Gleichungssysteme zur Berechnung der Reaktorkreisläufe werden so entwickelt, daß der Ort der Zwischenüberhitzung frei vorgegeben werden kann. Auf diese Weise läßt sich der optimale Trenndruck bestimmen. Als Heizdampf wird ein Teil des Reaktordurchsatzes vorgesehen, der anschließend in den Verdampfer geleitet wird. Die Abb.4.22 zeigt die zugehörige Schaltung.



- R Reaktor
- V Verdichter
- VD Verdampfer
- RV Regenerativvorwärmer
- T Turbine
- ZWÜ Zwischenüberhitzer

Abb. 4.22

Für die folgenden Rechnungen wird zur Kennzeichnung der Zustandspunkte die Nummerierung der Schaltungsorte aus Abb.4.22 übernommen. E, V, T usw. bezeichnen wie bisher die Zustandsgrößen Enthalpie, Volumen, Temperatur usw., die Nummerierung 1, 2, ... den zugehörigen Ort entsprechend der Schaltung nach Abb.4.22.

Die vom Heizdampf am Zwischenüberhitzer abgegebene Wärmemenge beträgt:

$$Q_{ZÜ} = G_2 \cdot (E_2 - E_1) \quad (169)$$

Der zu überhitzende Dampf nimmt diese Wärme auf:

$$Q_{ZÜ} = G_3 \cdot (E_4 - E_3) \quad (170)$$

Zur Verdampfung des aus der Regenerativvorwärmung austretenden Kondensats wird die folgende Wärme benötigt:

$$Q_{VD} = GF \cdot (E_6 - E_5) \quad (171)$$

Diese Wärmemenge wird von dem aus dem Zwischenüberhitzer austretenden Dampf aufgebracht:

$$Q_{VD} = G_2 \cdot (E_1 - E_6) \quad (172)$$

Mit den Gln. (169) und (170) ergibt sich die Enthalpie des Heizdampfes am Überhitzeraustritt E1 :

$$E_1 = E_2 - \frac{G_3 \cdot (E_4 - E_3)}{G_2} \quad (173)$$

Durch Gleichsetzen von (171) und (172) findet man eine weitere Beziehung für E1 :

$$E_1 = E_6 + \frac{GF(E_6 - E_5)}{G_2} \quad (174)$$

Der Reaktordurchsatz (GR) teilt sich in die zur Turbine (GF) und zum Überhitzer und Verdampfer (G2) strömenden Mengen auf:

$$GR = GF + G2 \quad (175)$$

Im Reaktor wird folgende Wärme übertragen:

$$QR = GR (E8 - E7) \quad (176)$$

Somit wird

$$G2 = \frac{QR}{(E8 - E7)} - GF \quad (177)$$

In den Gln. (173), (174) und (177) sind G3 und GF unbekannte Größen. Um GF bestimmen zu können, muß eine weitere Beziehung für G3 gefunden werden. Man geht dabei von der Turbineneintrittsmenge GF aus. Je nach dem, ob und welche Mengen vor der Zwischenüberhitzung zur regenerativen Speisewasservorwärmung entnommen werden, verringert sich die in den Zwischenüberhitzer eintretende Dampfmenge G3

$$G3 = GF - \sum_{n=1}^i G_n \quad (178)$$

Ohne Anzapfstufen vor der Zwischenüberhitzung wird $G3 = GF$. Aus den Beziehungen (173), (174), (177), (178) findet man für diesen Spezialfall:

$$GF = \frac{QR \cdot (E2 - E6)}{(E8 - E7) \cdot (E4 - E3 + E2 - E5)} \quad (179)$$

Mit Anzapfstufen ergibt sich

$$GF = \frac{QR \cdot (E2 - E6) + \sum_{n=1}^i G_n \cdot (E4 - E3) (E8 - E7)}{(E8 - E7) \cdot (E4 + E2 - (E3 + E5))} \quad (180)$$

Mit dem Ort der Zwischenüberhitzung als unabhängige Variable findet man die zugehörigen Zustandspunkte innerhalb des Kreislaufes und damit schließlich die Frischdampfmenge GF. Auf die dabei erforderlichen Iterationen wird an späterer Stelle eingegangen.

4.2.7 Regenerativvorwärmung bei Zwischenüberhitzung

Die Optimierung der Parameter für schnelle Brutreaktoren soll u.a. auch zur optimalen Vorwärmtemperatur der Regenerativanlage führen. Aus diesem Grunde gibt man sich die Vorwärmtemperatur zweckmäßigerweise ab unabhängige Größe vor. Man erhält dann für die Vorwärmung viele denkbaren Zuordnungsmöglichkeiten bezüglich des Expansionsverlaufes. In Kap.3.4 wurde beschrieben,

wie der Expansionsverlauf abschnittsweise für Prozesse mit einer beliebigen Zahl von Zwischenüberhitzungen berechnet wird. Darauf aufbauend können folgende Orte für die Vorwärmtemperatur festgelegt werden:

- 1) In der Vorschaltturbine,
- 2) am Austritt der Vorschaltturbine,
- 3) vor der 1. Zwischenüberhitzung,
- 4) nach der 1. (und vor der 2. Zwischenüberhitzung),
- 5) nach der 2. Zwischenüberhitzung.

Sieht man von einer zweifachen Zwischenüberhitzung ab - sie ist für die z.Zt. erreichbaren Dampfparameter für schnelle Brüter nicht erforderlich, wie überhaupt der erhöhte Aufwand sehr fraglich ist - so bleiben die Möglichkeiten 1-4 bestehen. Auch auf die 1. Möglichkeit wird man zur Vereinfachung der Vorschaltturbinenkonstruktion und aus Regelungsgründen verzichten. Die Vorwärmtemperatur kann dann im Bereich unterhalb des Vorschaltturbinaustritts möglichst nahe am Optimalwert festgelegt werden.

4.2.7.1 Berechnung der optimalen Vorwärmtemperatur

Im Abschnitt 3.4.3 wurde die Berechnung der Anzapfstellen auf dem Expansionspolygon beschrieben. Bei Prozessen mit Zwischenüberhitzung verfährt man in ähnlicher Weise, wobei eine weitere Aufspaltung des Polygonzuges durch die Zwischenüberhitzung hinzukommt.

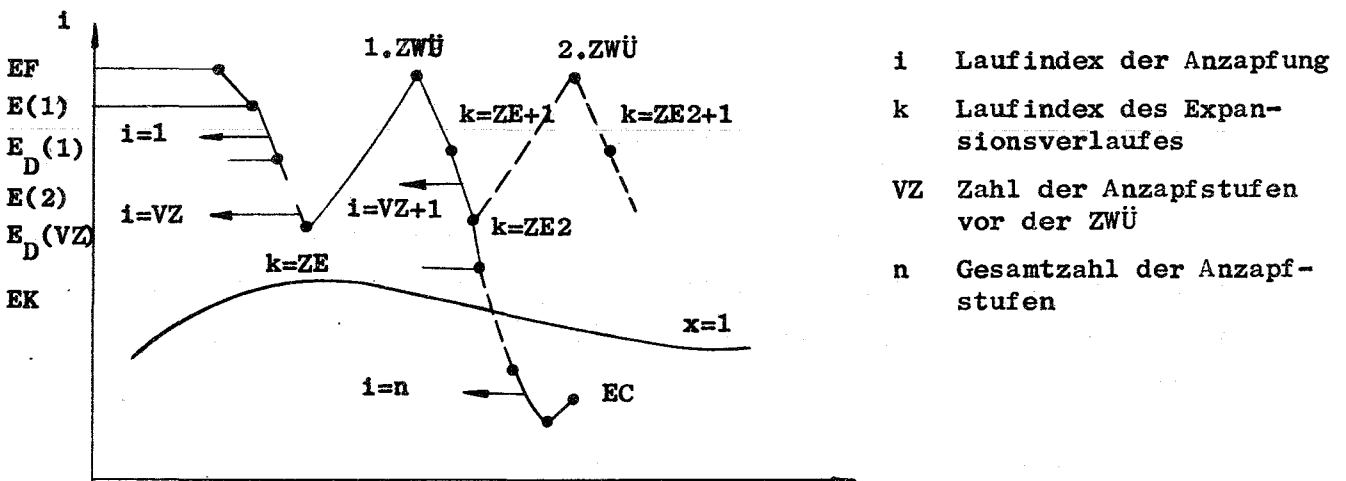


Abb. 4.23

Die Abschnitte (k) werden durch die Expansionsfunktion erfaßt (Gl.(78-80) und enthalten als Spezifikum den inneren Turbinenwirkungsgrad η_i . Auf diesem Polygonzug liegen die Anzapfstufen (i) (s. Kap. 3.4.3). Zur Berechnung der optimalen Vorwärmtemperatur geht man zweckmäßigerweise von drei verschiedenen

Vorwärmtemperatur T_V aus. Man gibt sie sich als unabhängige Parameter vor und bestimmt den zugehörigen Anlagenwirkungsgrad η_n für konstante elektrische Nettoleistung. In der Nähe des Optimums verläuft die Funktion $\eta_n = f(T_V)$ nahezu parabolisch. Durch geschickte Vorgabe der drei Vorwärmtemperaturen in der Nähe des zu erwartenden Optimums läßt sich die Funktion $\eta_n = f(T_V)$ recht genau durch eine parabolische Funktion approximieren. Durch Differenzieren und Nullsetzen kann der Extremwert für das Maximum gefunden werden.

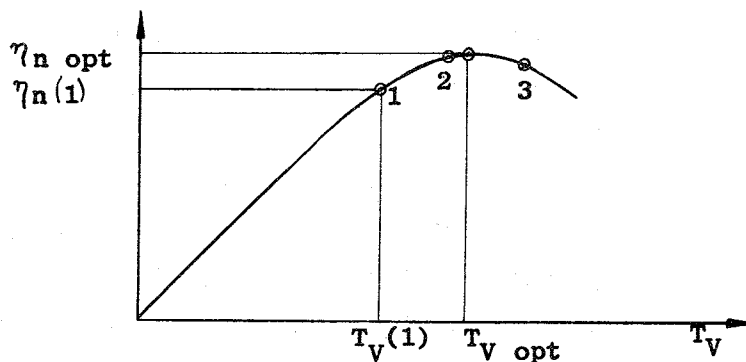


Abb. 4.24

Man errechnet:

$$\eta_n(1) = f(T_V(1))$$

$$\eta_n(2) = f(T_V(2))$$

$$\eta_n(3) = f(T_V(3))$$

Die Approximationsgleichung zweiten Grades lautet:

$$\eta_n = a + b \cdot T_V + c T_V^2 \quad (181)$$

Für den Extremwert ergibt sich

$$\frac{d \eta_n}{d T_V} = 2 c T_V \text{ opt} + b = 0$$

$$T_V \text{ opt} = - \frac{b}{2c} \quad (182)$$

$$\eta_n \text{ opt} = a - \frac{b^2}{4c} \quad (183)$$

Die Koeffizienten a, b, c werden aus den Funktionswerten $\eta_n(1,3)$ und $T_V(1,3)$ berechnet, denn diese müssen Gl.(181) erfüllen. Aus den drei quadratischen Gleichungen mit drei Unbekannten ergibt sich:

$$c = \frac{T_V(1) \cdot (\eta_n(2) - \eta_n(3)) + T_V(2) \cdot (\eta_n(3) - \eta_n(1)) + T_V(3) \cdot (\eta_n(1) - \eta_n(2))}{T_V(1)^2 \cdot (T_V(3) - T_V(2)) + T_V(2)^2 \cdot (T_V(1) - T_V(3)) + T_V(3)^2 \cdot (T_V(2) - T_V(1))} \quad (184)$$

$$b = \frac{\eta_n(1) - \eta_n(3) \cdot c(T_V(1)^2 - T_V(3)^2)}{T_V(1) - T_V(3)} \quad (185)$$

$$a = \eta_n(1) - b \cdot T_V(1) - c \cdot T_V(1)^2 \quad (186)$$

Mit diesen Koeffizienten und den Gleichungen (182) und (183) findet man den approximierten Optimalwert. Wie spätere Rechnungen beweisen, wird dabei eine erstaunliche Genauigkeit erreicht. Damit aber exakte Verhältnisse vorliegen, ist der approximierten Optimalisierung ein weiterer Rechenschritt hinzuzufügen, indem man zur errechneten optimalen Vorwärmtemperatur den genauen Wirkungsgrad bestimmt. Man rechnet dafür den gesamten Prozeß für $T_{V \text{ opt}}$ durch und erhält so den zugehörigen exakten Wert für den Nettowirkungsgrad. Selbst wenn die optimale Vorwärmtemperatur nun nicht genau dem Maximum entspricht, so ist die Abweichung nur geringfügig, weil die Krümmung am Maximum relativ flach verläuft. Außerdem kann aus konstruktionsbedingten Gründen (Turbine) eine geringfügige Abweichung von errechnetem Maximum durchaus sinnvoll sein. Durch Erhöhung des Rechenaufwandes kann die Genauigkeit beliebig gesteigert werden. Aus den oben aufgeführten Gründen ist das aber nicht sinnvoll. Es genügt, daß das Wertepaar $\eta_n \text{ opt}(T_{V \text{ opt}})$ einander exakt entspricht.

Mit diesem Verfahren berechnet die Maschine selbständig die optimale Vorwärmtemperatur. Ein Eingriff von außen ist nicht erforderlich.

4.2.8 Berechnung der Turbinenleistung bei Zwischenüberhitzung

Der konkrete Expansionsverlauf kann als gegeben vorausgesetzt werden, ebenso die auf ihm liegenden Anzapfstufen. Die Leistungsberechnung kann darauf aufbauend abschnittsweise erfolgen. Die diskreten Punkte für die Abschnitte werden durch Anzapfung und Zwischenüberhitzung charakterisiert. An den Anzapfungen ändert sich der Durchsatz, an den Zwischenüberhitzungen die Stoffparameter, beide sind für die Abschnitte der Leistungsberechnung charakteristisch. Sie können einander beliebig zugeordnet sein und führen dadurch bedingt zu unterschiedlichen Berechnungsgleichungen. Während die Wahl des Prozeßverlaufes extern beliebig wählbar ist, wird der interne Rechenablauf selbständig, ohne äußeren Eingriff, vorgenommen. Diese Forderungen müssen Rechenschemata für Parameterstudien erfüllen. Im folgenden werden die hierzu erforderlichen Gleichungssysteme für einfache Zwischenüberhitzung und ihre Gültigkeitskriterien angegeben.

4.2.8.1 Alle Anzapfungen erfolgen nach der Zwischenüberhitzung

Die Turbinenleistung bis zur Zwischenüberhitzung beträgt:

$$N_1 = GF \cdot (EF - E(k)) \quad k = ZE \quad (187)$$

Der Index k charakterisiert den Expansionsverlauf am Zwischenüberhitzereintritt (s. Abb.4.23). Die weiteren Leistungsanteile berechnen sich zu:

$$N_2 = GF \cdot (E(k+1) - E_D(i)) \quad \begin{matrix} k + 1 = ZA \\ i = 1 \end{matrix} \quad (188)$$

Der Index k+1 charakterisiert den Ort am Zwischenüberhitzeraustritt, die Leistung N_2 den Anteil bis zur ersten Anzapfung $i=1$. Für die weiteren Abschnitte bis zum Turbinenaustritt gilt:

$$N_3 = (GF - G(i)) \cdot (E_D(i) - E_D(i+1)) \quad (189)$$

$$N_4 = (GF - G(i) - G(i+1)) \cdot (E_D(i+1) - E_D(i+2)) \quad (190)$$

$$N_{n+2} = (GF - \sum_{i=1}^n G(i)) \cdot (E_D(n) - EC) \quad (191)$$

Der Index i geht von 1 bis n, wobei n die vorgegebene Anzapfstufenzahl ist.

Die Gesamtleistung beträgt:

$$N_T = \sum_{j=1}^2 N_j + \sum_{j=3}^{n+2} N_j \quad (192)$$

Mit den eingesetzten Gleichungen findet man:

$$N_T = GF \cdot (EF - E(ZE) + E(ZE + 1) - ED(1)) + \sum_{j=3}^{n+2} \left[\left(GF - \sum_{i=1}^{j-2} G(i) \right) \cdot \left(E_D(j-2) - E_D(j-1) \right) \right] \quad (193)$$

Der Enthalpiewert $E_D(j-1) = E_D(n+1)$ am Expansionsende ist gleich EC zu setzen.

Mit der Gleichung (193) kann die Leistungsberechnung für all die Fälle erfolgen, bei denen die erste Anzapfung hinter der Zwischenüberhitzung liegt.

4.2.8.2 Anzapfung am Zwischenüberhitzereintritt

Nach der oben beschriebenen Variante ist es die nächste sinnvolle Möglichkeit, weil eine Anzapfung am Überhitzeraustritt thermodynamisch falsch wäre. Man findet:

$$N_1 = GF \cdot (EF - E(k)) = GF \cdot (EF - E_D(1)) \quad (194)$$

In diesem Falle ist $E(k=ZE) = E_D(1)$, d.h. der charakteristische Ort der Expansionsgeraden $k = ZE$ ist identisch mit dem Anzapfort $i = 1$. Für die weiteren Abschnitte findet man (s. Abb.4.23):

$$N_2 = (GF - G(1)) (E(k+1) - E_D(2)) \quad (195)$$

wobei $k+1 = ZA$ ist.

$$N_3 = (GF - \sum_{i=1}^2 G(i)) (E_D(2) - E_D(3)) \quad (196)$$

$$N_{n+1} = (GF - \sum_{i=1}^n G(i)) (E_D(n) - EC) \quad (197)$$

Die Gesamtleistung der Turbine wird damit:

$$N_T = \sum_{j=1}^{n+1} N_j = GF \cdot (EF - E_D(1)) + (GF - G(1)) (E(ZA) - E_D(2)) + \sum_{j=3}^{n+1} \left[(GF - \sum_{i=1}^{j-1} G(i)) \cdot (E_D(j-1) - E_D(j)) \right] \quad (198)$$

Auch hier ist der konkrete Wert $E_D(j)$ am Expansionsende gleich $E_D(n+1) = EC$ zu setzen.

4.2.8.3 Anzapfung vor der Zwischenüberhitzung

Durch Abfragen muß festgestellt werden, zwischen welchen Anzapfungen die Zwischenüberhitzung vorgenommen werden soll. Zu den oben benutzten Bezeichnungen kommen noch die Orte $i = VZ$ und $i = VZ + 1$ hinzu (VZ ist die Zahl der Anzapfungen vor der Zwischenüberhitzung). Die Gleichungen für die Leistungsabschnitte lauten:

$$N_1 = GF(EF - E_D(1)) \quad (199)$$

$$N_2 = (GF - G(1)) (E_D(1) - E_D(2)) \quad (200)$$

⋮

$$N_{VZ+1} = (GF - \sum_{i=1}^{VZ} G(i)) (E_D(VZ) - E(k)) \quad (201)$$

wobei $E(k) = E(ZE)$ zu setzen ist.

Für die Abschnitte nach der Zwischenüberhitzung findet man:

$$N_{VZ+2} = (GF - \sum_{i=1}^{VZ} G(i)) \cdot (E_{D(k+1)} - E_D(VZ+1)) \quad (202)$$

•
•

$$N_{n+2} = (GF - \sum_{i=1}^n G(i)) \cdot (E_D(n) - EC) \quad (203)$$

Die Gesamtleistung beträgt:

$$N_T = N_1 + \sum_{j=2}^{VZ} N_j + \sum_{j=VZ+1}^{VZ+2} N_j + \sum_{j=VZ+3}^{n+2} V_j \quad (204)$$

$$\begin{aligned} N_T = & GF \cdot (EF - E_D(1)) + \sum_{j=2}^{VZ} \left[(GF - \sum_{i=1}^{j-1} G(i)) (E_D(j-1) - E_D(j)) \right] \\ & + (GF - \sum_{i=1}^{VZ} G(i)) \left[(E_D(VZ) - E(ZE)) + (E(ZE+1) - E_D(VZ+1)) \right] \\ & + \sum_{j=VZ+3}^{n+2} \left[(GF - \sum_{i=1}^{j-1} G(i)) \cdot (E_D(j-1) - E_D(j)) \right] \quad (205) \end{aligned}$$

Der Zustand am Turbinenausstritt ist $E_D(n+2) = EC$ zu setzen.

Damit liegen die Berechnungsverfahren zur Leistungsbestimmung der Turbine vor. Die elektrische Bruttoleistung (Gl.(165)), Nettoleistung (Gl.(166)) und die entsprechenden Anlagenwirkungsgrade (Gln.(167,168)) können mit den in Abschnitt 4.1.3 angegebenen Funktionen ermittelt werden.

4.2.9 Koordinations- und Iterationsprinzipien des Rechenablaufes

In den vorangegangenen Abschnitten wurden Gleichungen zur thermodynamischen Kreislaufberechnung entwickelt, deren Zusammenstellung zu einem harmonischen Rechenablauf im folgenden beschrieben werden soll. Dabei werden auch einige Iterationsverfahren erläutert, die sich speziell für Serienrechnungen eignen. Außerdem wird auf die Koordination der abhängigen und unabhängigen Parameter eingegangen, denn es ist oft der Fall, daß eine abhängige Größe beim Start des Rechenprogramms vorgegeben sein muß, deren Richtigkeit sich erst zu einem späteren Zeitpunkt überprüfen läßt. Auf diese Weise können - abhängig von Genauigkeitskriterien - einige Iterationsschritte erforderlich sein.

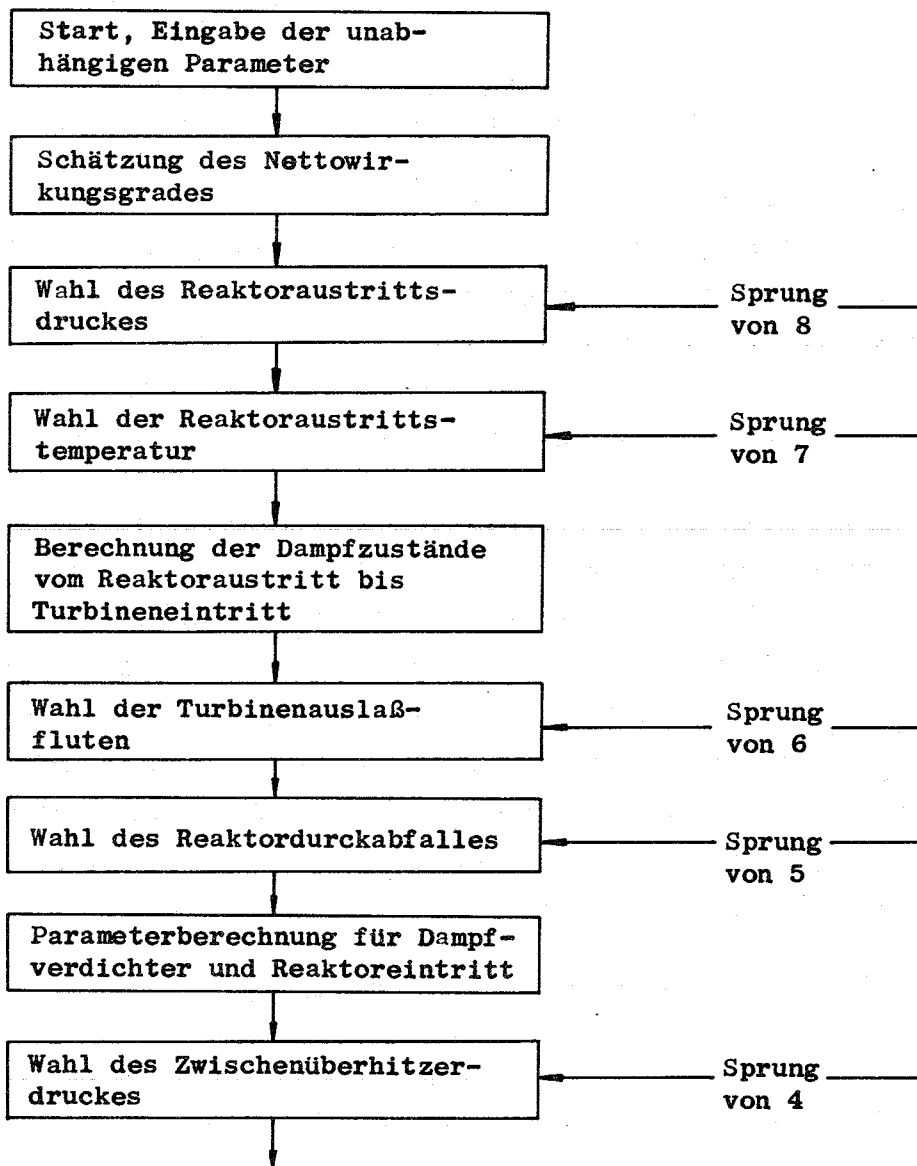
4.2.9.1 Beschreibung der Kreislaufberechnung

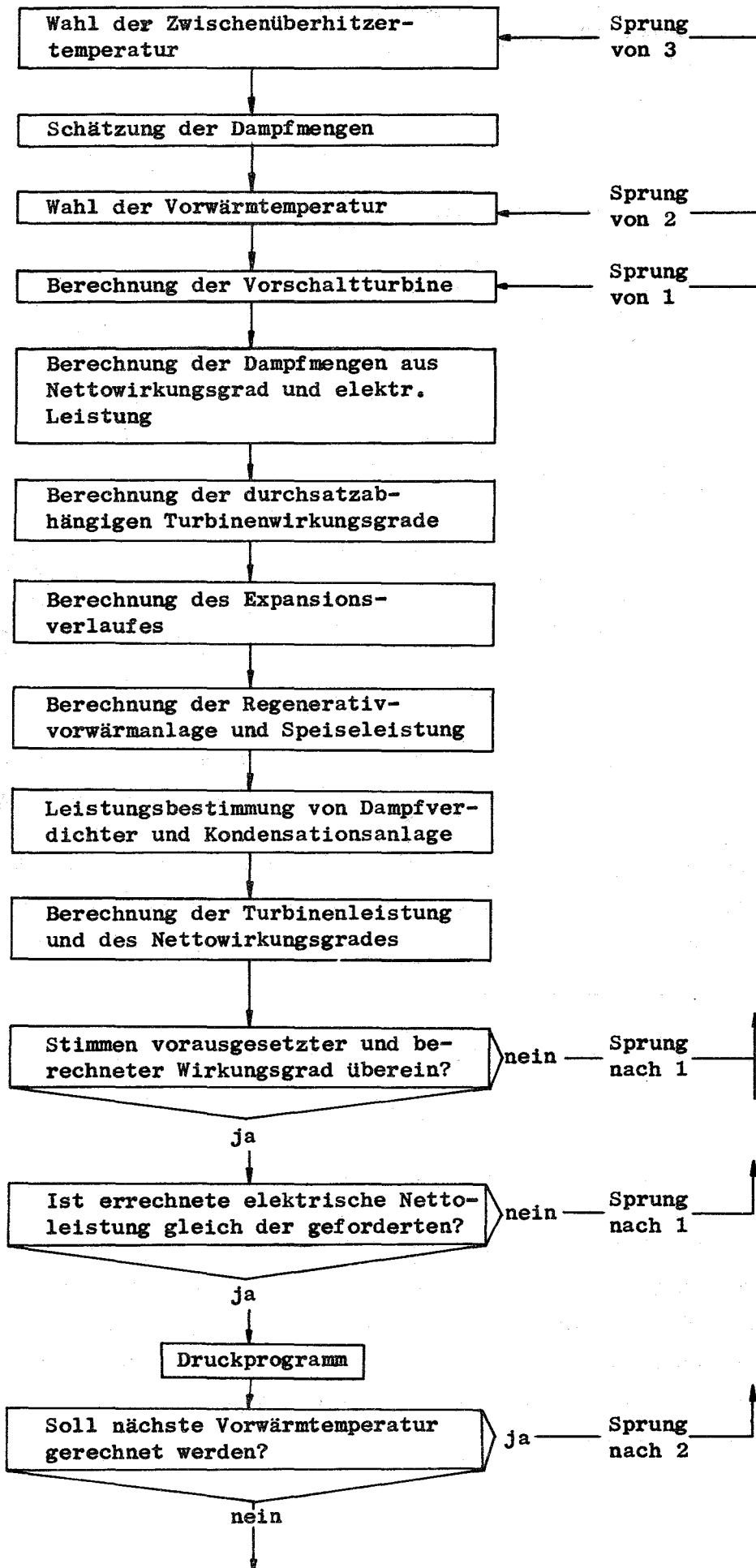
Auf eine bis ins Detail gehende Erläuterung wird verzichtet, stattdessen wird der Programmablauf nur in den wichtigsten Phasen beschrieben. Ausgangspunkt ist die Wahl und damit die Eingabe der unabhängigen Parameter:

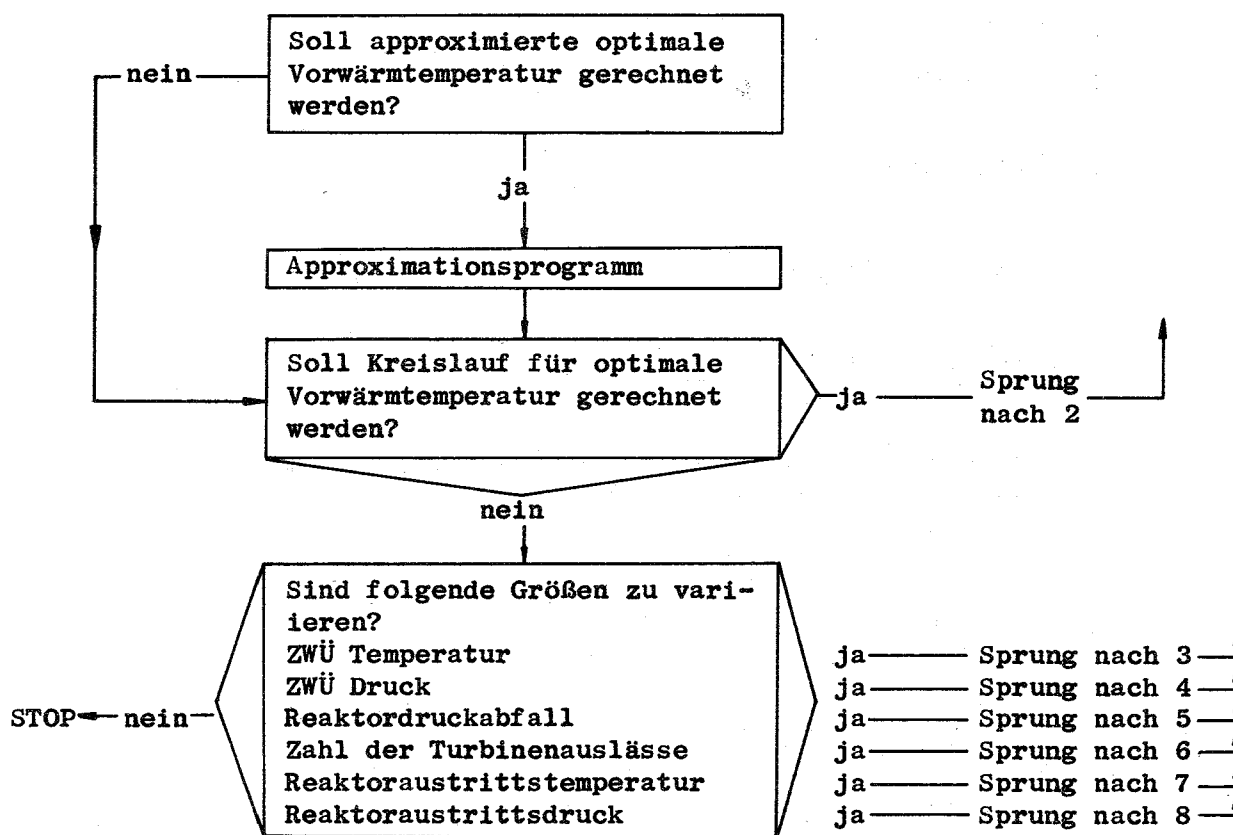
- 1) Reaktoraustrittsdruck und Temperatur
- 2) Druckabfall zwischen Reaktoraus- und -eintritt
- 3) Parameter am Zwischenüberhitzer
- 4) elektrische Nettoleistung der Anlage
- 5) Parameter am kalten Prozeßende
- 6) Turbinendaten (Wirkungsgrade, Schluckfähigkeit, Zahl der Auslässe usw.)
- 7) Wirkungsgrade der Hilfsantriebe
- 8) Parameter der Regenerativvorwärmung (Stufenzahl, Temperaturgradienten usw.).

Außerdem sind noch viele weitere Angaben und Voraussetzungen in den abgeleiteten Gleichungen und Schaltsystemen enthalten. Ändert man auch sie, so kann der Bereich der zu untersuchenden Parameter beliebig erweitert werden.

Schema des Programmablaufes:







Damit der Prozeßverlauf berechnet werden kann, müssen alle inneren Turbinenwirkungsgrade bekannt sein, die eine Funktion des Dampfdurchsatzes sind (Gl.(71)).

Der Dampfdurchsatz ist wiederum von der geforderten elektrischen Nettoleistung und dem Nettowirkungsgrad abhängig. Der Nettowirkungsgrad liegt aber erst am Ende des Rechenprozesses vor, deshalb müssen für einen ersten Iterationsschritt die Verhältnisse geschätzt werden.

Die Wärmeleistung Q_R des Reaktors beträgt:

$$Q_R = N_{\text{netto}} / \eta_{\text{netto}} \quad (206)$$

η_{netto} ist im 1. Iterationsschritt ein Schätzwert.

Über die Gl.(180) findet man die zugehörigen Durchsatzmengen. Am Schluß des Rechenablaufes ergibt sich die errechnete elektrische Nettoleistung, die mit der geforderten übereinstimmen muß. Das gleiche gilt für den angenommenen und errechneten Nettowirkungsgrad. Ist keine Übereinstimmung gegeben, so schließt sich mit den errechneten Werten als Näherung ein weiterer Iterationsschritt an.

Nachdem auf diese Weise mehrere Vorwärmtemperaturen gerechnet werden, folgt die Approximation für die optimale Vorwärmtemperatur mit der exakten Kreislaufberechnung. Danach können andere Kreislaufparameter in der angegebenen Reihenfolge variiert werden. Dabei ist eine möglichst genaue Schätzung der sich ergebenden Verhältnisse aus den bereits berechneten im Sinne einer schnellen Konvergenz der Iteration erwünscht. Speziell für die Variation des Druckabfalles im Reaktor läßt sich ein relativ einfaches Verfahren herleiten, weil alle wesentlichen Parameter konstant beibehalten werden. Ausgehend von den Werten für den bereits berechneten Druckabfall (gekennzeichnet durch $^+$) ergibt sich ein neues adiabates Gefälle für die Vorschaltturbine (s. Gl.(157))

$$H_{VT}^+ = H_{VD}^+ \cdot C \quad (208)$$

$$\begin{aligned} H_{VT} &= H_{VD} \cdot C \\ H_{VT} &= \frac{H_{VD} \cdot H_{VT}^+}{H_{VD}^+} \end{aligned} \quad (209)$$

Das adiabate Verdichtergefälle H_{VD} für den neuen Reaktordruckabfall wird wie in Kap.4.12 bestimmt, ebenso die zugehörigen Zustandswerte.

4.3 Reaktoranlagen mit Mehrkreissystemen

Im vorangegangenen Teil wurden Reaktorkreisläufe behandelt, bei denen Reaktorkühlmittel und Arbeitsmedium in der Turbinenanlage identisch und in direktem Kreislauf geschaltet waren. Während man für die Energieumsetzung von Wärme in mechanische Energie bevorzugt Dampf als Wärmeträger verwendet, kann als Reaktorkühlmittel ein anderes Medium diskutabel sein. Ein direkter Kreislauf ist dann nicht mehr möglich, so daß der Energiefluß über zwischengeschaltete Wärmetauscher erfolgen muß. Durch die dabei auftretenden Temperatursprünge und Druckabfälle verringert sich der Anlagenwirkungsgrad gegenüber direkten Kreisläufen. Außerdem steigen die fixen Kosten durch die neu hinzukommenden Wärmetauscher und sonstigen zusätzlichen Anlagenteile. Als Kühlmittel für schnelle Reaktoren kommen außer Dampf auch noch Gase (z.B. Helium, Kohlendioxyd) und Flüssigmetalle (Natrium) infrage. Im folgenden werden die bislang entwickelten Berechnungen auf diese Kreisläufe erweitert.

4.3.1 Berechnung von Ein- und Mehrkreissystemen

Die Abb.4.31 zeigt ein Mehrkreissystem. Das im Reaktor erhitzte Kühlmittel gibt seine Wärme über Wärmetauscher an die nachgeschalteten Zwischenkreisläufe ab und erzeugt schließlich überhitzten Dampf, der im bereits beschriebenen Clausius-Rankine-Prozeß entspannt wird. Zur Berechnung der Anlage

müssen die Temperaturgradienten an den Wärmetauschern gegeben sein, damit die sekundärseitigen Parameter festgelegt werden können. Der weitere Rechenablauf vollzieht sich dann wie bereits beschrieben. Die Frischdampf­temperatur beträgt:

$$TF = TRA - \sum_{k=1}^i \Delta t(k) \quad (210)$$

i = Zahl der Kreisläufe, TRA = Reaktoraus­trittstemp­eratur.

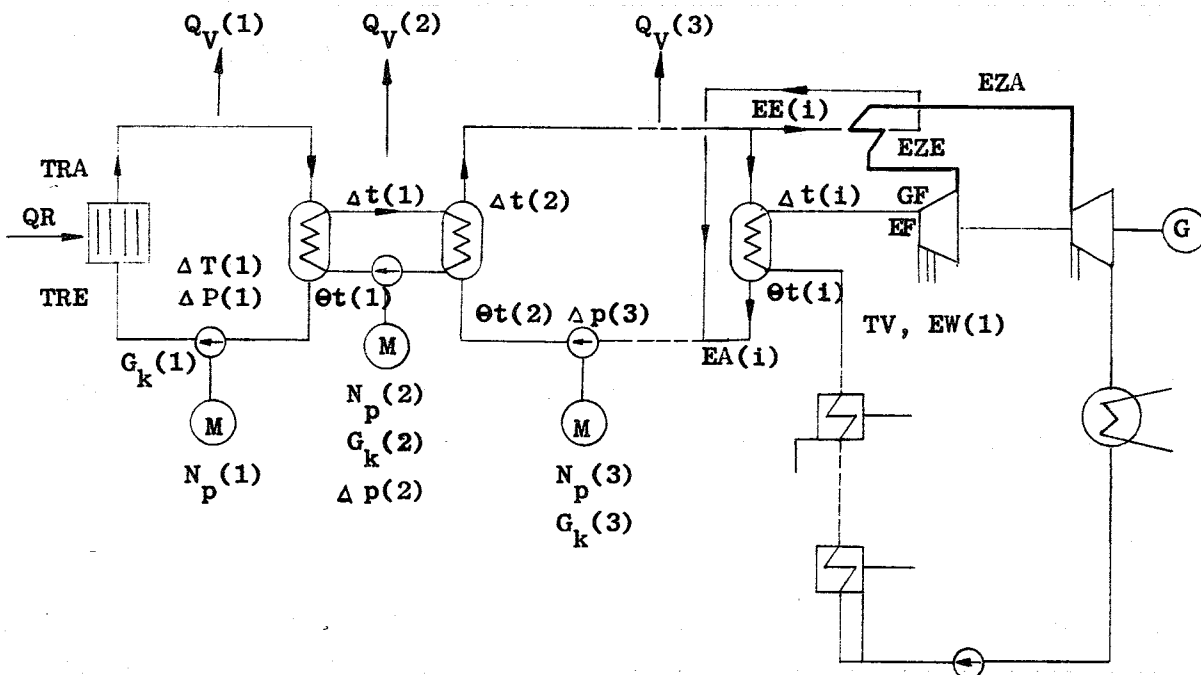


Abb. 4.31

Der Leistungsbedarf der Umwälzpumpen mit elektrischem Antrieb beträgt für den jeweiligen Kreislauf (k):

$$N_p(k) = \frac{\Delta p(k) \cdot G(k) \cdot V(k) \cdot C_p}{\eta_{ip}(k) \cdot \eta_m(k) \cdot \eta_M(k) \cdot \eta_u} \quad (211)$$

Δp = Druckerhöhung im Verdichter (kg/m^2), G = Durchsatz (kg),
 $C_p = 2,343 \cdot 10^{-3}$ (kcal/mkg).

Daraus folgt der Wärme- bzw. Temperaturgradient für den Verdichtungs­vorgang:

$$\Delta q(k) = \frac{\Delta p(k) \cdot V(k) \cdot C_p}{\eta_{ip}(k)} \quad (212)$$

Für kleine Temperaturunterschiede ergibt sich

$$\Delta T(k) = \frac{\Delta q(k)}{C_V(k)} \quad C_V = \text{spez. Wärme} \quad (213)$$

Damit ist auch die Endtemperatur der Regenerativanlage TV festgelegt:

$$TV = TRE - \sum_{k=1}^i (T(k) + \Theta t(k)) \quad (214)$$

Aus der am Reaktor zugeführten Wärme QR, den Kreislaufverlusten $Q_V(k)$ und der am Verdichter zugeführten Wärme $\Delta Q(k)$ läßt sich die an den Dampfprozeß übertragene Wärme QF bestimmen:

$$QF = QR - \sum_{k=1}^i \left(\frac{\Delta p(k) \cdot V(k) \cdot G(k) \cdot C_P}{\eta_{ip}(k)} + Q_V(k) \right) \quad (215)$$

Ohne Zwischenüberhitzung findet man mit der Wärmebilanz:

$$GF = \frac{QF}{(EF - EW(1))} \quad (216)$$

Mit Zwischenüberhitzung ergibt sich:

$$GF = \frac{QF + \sum_{j=1}^1 G(j) \cdot (EZA - EZE)}{(EF - EW(1) + EZA - EZE)} \quad (217)$$

Damit sind alle Parameter gegeben, das Rechenprogramm kann ähnlich wie bei Dampfkühlung fortgesetzt werden. Für die Turbinenleistung erhält man abweichend von den Gln.(165) und (166):

$$N_{br} = N_T \cdot \eta_m \cdot \eta_G / 8,6 \cdot 10^5 \quad (MW) \quad (218)$$

$$N_{netto} = N_{br} - \frac{N_{SpH} + N_{SpN} + \sum_{k=1}^i N_P(k)}{8,6 \cdot 10^5} - \frac{N_{CR}}{10^3} \quad (219)$$

Die Wirkungsgrade folgen aus Gln.(167) und (168).

Die Auslegung des Kreislaufes muß für eine vorgegebene Nettoleistung erfolgen. Durch die Abhängigkeit der Wirkungsgrade vom Durchsatz wird eine Iteration erforderlich. Aus einem geschätzten Nettowirkungsgrad folgt die thermische Reaktorleistung:

$$QR = \frac{N_{netto}}{\eta_{netto}} = GR \cdot (ERA - ERE) \quad (220)$$

Aus diesen Werten folgt die Frischdampfmenge GF (Gln.(216) und (217)) und eine errechnete Nettoleistung. Solange errechnete und geforderte Werte nicht identisch sind, muß die Iteration mit dem neu bestimmten Nettowirkungsgrad über Gl.(220) wiederholt werden. In der Regel konvergiert das Verfahren selbst bei schlechter Wirkungsgradschätzung nach dem ersten Iterationsschritt. Bei Serienrechnung, oft schon ohne Iteration, wenn die Parametervariation die Verhältnisse nicht allzu sehr verändert und dadurch schon eine gute Approximation darstellt.

5. Darstellung und Auswertung der Parameterstudien

Kernkraftwerke erfordern erhebliche Kapitalkosten, die zu einem hohen Fixkostenanteil an den Stromkosten führen. Die Wärmekosten dagegen sind sehr gering. Während man für konventionelle Kraftwerke mit 0,9 bis 1,3 Pf/kWh_{th} rechnet, sind es für schnelle Brüter nur etwa 0,09 bis 0,13 Pf/kWh_{th}. Die um den Faktor zehn größeren Kosten für fossilen Brennstoff führten in der Vergangenheit zu thermodynamisch besseren, aber auch teureren Anlagen. Für schnelle Brüter ergeben sich aus den umgekehrten Verhältnissen völlig neue Gesichtspunkte hinsichtlich der thermodynamischen Kreislaufgestaltung. Man wird auf manche, den Wirkungsgrad verbessernde Maßnahmen verzichten müssen, weil sie durch die geringen Wärmekosten wirtschaftlich nicht mehr zu rechtfertigen sind. In den folgenden Abschnitten wird darauf noch näher eingegangen.

Den Berechnungen liegen die folgenden Konstanten und Annahmen zugrunde:

Wirkungsgrade: %

Verdichter	: innerer	82
	mech.	99
	Kuppl.	100
Vorschaltturb.:	innerer	wie Hauptturbine
	mech.	99,5
Speisepumpe	: innerer	77
	mech.	97
Motor	: elektr.	98
	mech.	99
Turbine	: mech.	99,5
Generator	: gesamt	99
Umspannung	:	99,6

Druckabfälle: pro Vorwärmer		1,2 (at)
Reaktor/ZWÜ Eintritt		1 %
Zwischenüberhitzer: Heizdampf		2 %
Turbinendampf		5 %
Verdampfer		1 %
Reaktor		10 (at)
Temperaturgradienten:		
Vorwärmer: Dampf-Wasser		s. Gl.(70)
Temperaturen: Lufttemperatur (feucht)		12 ^o C
Maximale Schluckfähigkeit pro Auslaß:		2500 (m ³ /s)
Spez. Leistungsbedarf:		
Kondensatkühlwasserpumpe		45 (kWh/Gcal grd)
Kühlturmventilator		65 (kWh/Gcal grd)
Elektr. Nettoleistung:		500 (MW)
Wärmepreis:		0,11 (Pf/kWh _{th})
Annuität:		12 (%/a)
Belastungsgrad:		0,85
$\theta_2/\theta_1 = b$		1
Reaktoraustritt: Druck	P_{RA}	180 (at)
Temp.	T_{RA}	535 (°C)
Eintrittsdruck	P_{RE}	170 (at)
Kondensatordruck	P_c	0,06 (at)
Vorwärmtemperatur	T_V	Optimum
Zahl der Auslasse M :		6
Vorwärmstufenzahl n :		8
Zwischenüberhitzung:		
Austrittsdruck:		57 (at)
Temperatur:		525 (°C)

Diese Parameter werden für alle kommenden Rechnungen konstant beibehalten. Ausnahmen ergeben sich nur, wenn einer der oben aufgeführten Parameter in seinem Einfluß untersucht und deshalb variiert wird.

5.1 Einfluß von Vorwärmtemperatur und Stufenzahl

Die Abb. 5.11 zeigt den Nettowirkungsgrad als Funktion der Vorwärmtemperatur. Man erkennt das ausgeprägte Maximum, dessen Niveau mit erhöhter Vorwärmstufenzahl ansteigt. Zur Berechnung des maximalen Wirkungsgrades bei konstanter Stufenzahl wurde das im Kap. 4.2.7.1 geschilderte Approximationsverfahren angewandt. Die folgende Tabelle zeigt, wie gut Approximation und Rechnung übereinstimmen.

	NST	8	7	6
Rechnung η_{netto}		40,919	40,756	40,605
Approxim. η_{netto}		40,870	40,754	40,604
$\Delta\eta$		0,059	0,002	0,001

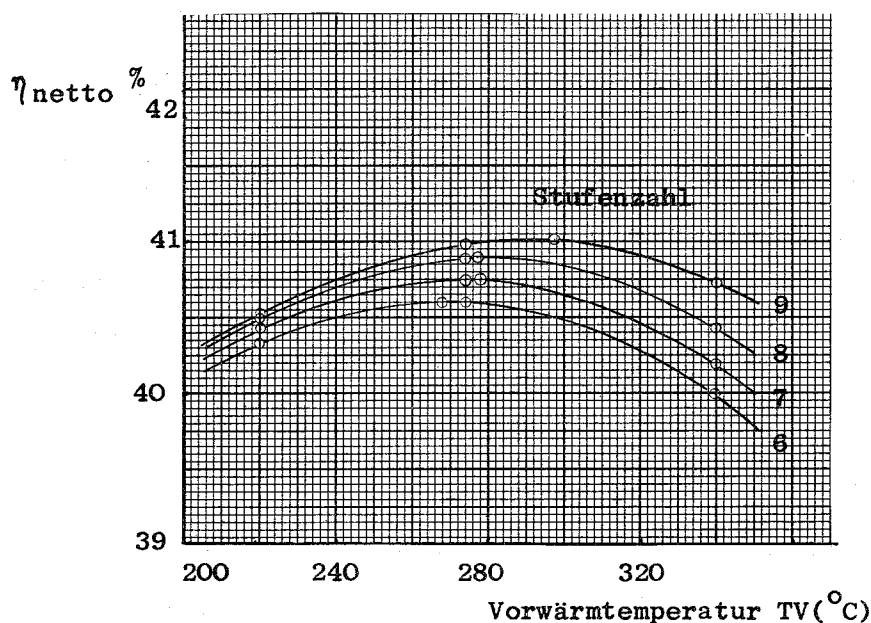


Abb.5.11

Man kann also erhebliche Rechenzeiten durch das Approximationsverfahren einsparen, ohne daß die Genauigkeit unzulässig beeinträchtigt wird. Außerdem wird mit der Vorwärmtemperatur für das approximierte Maximum in einem folgenden Rechenschritt der gesamte Kreislauf exakt berechnet. Dadurch ist die Zuordnung von Vorwärmtemperatur und Wirkungsgrad auch im Optimum ganz exakt. In allen folgenden Berechnungen wird in der beschriebenen Weise verfahren, d.h. für jede untersuchte Parameterkonstellation liegt die optimale Vorwärmtemperatur zugrunde. Für alle weiteren Vergleiche wird die Stufenzahl $n = 8$ gewählt. Eine größere Stufenzahl läßt sich aus konstruktiven Gründen schwer ausführen. Die nächst niedrigere Stufenzahl $n = 7$ bewirkt einen 0,4 % kleineren Wirkungsgrad; damit werden die äquivalenten Anlagekosten $\Delta A_K = 0,891$ (DM/kW_{inst.}) (s. Diagramm 1). Für die Leistung von 500 MW_{el} entspricht das einem Gesamtbetrag von $4,5 \cdot 10^5$ DM, die für den achten Vorwärmer aufgebracht werden darf.

5.2 Der Einfluß des Zwischenüberhitzertrenndruckes

Mit steigendem Trenndruck wächst bei konstantem Kondensatordruck der Wassergehalt am Turbinenaustritt. Dieser Effekt bewirkt die Verringerung des Turbinenwirkungsgrades. Gleichzeitig erhöht sich aber mit größerem Trenndruck der Gesamtwirkungsgrad. Da beide Einflüsse einander entgegengerichtet sind, kann ein Wirkungsgradmaximum gefunden werden. Das Maximum ist nur schwach ausgeprägt, so daß der Trenndruck in einem relativ breiten Bereich veränderlich ist, ohne daß der Wirkungsgrad sich deutlich verringert. Wie aus Abb.5.21 weiterhin ersichtlich ist, fällt die am Überhitzer zu übertragende Enthalpiedifferenz $\Delta i_{ZÜ}$ mit steigendem Trenndruck. Diesem Effekt kommt durch die niedrigen Wärmekosten von Kernkraftwerken besondere Bedeutung zu. Infolge der Beheizung mittels Frischdampf sind die Temperaturgradienten zum zu überhitzenden Dampf bedeutend kleiner als bei konventionellen Kraftwerken. Dadurch vergrößern und verteuern sich die Überhitzerflächen erheblich. Man wird deshalb den Trenndruck größer als den für das Maximum wählen.

	η_n	PZU	$\Delta i_{ZÜ}$	X
Maximum	40,955	41,3 at	111	0,918
Auslegungspunkt	40,919	57	89	0,897

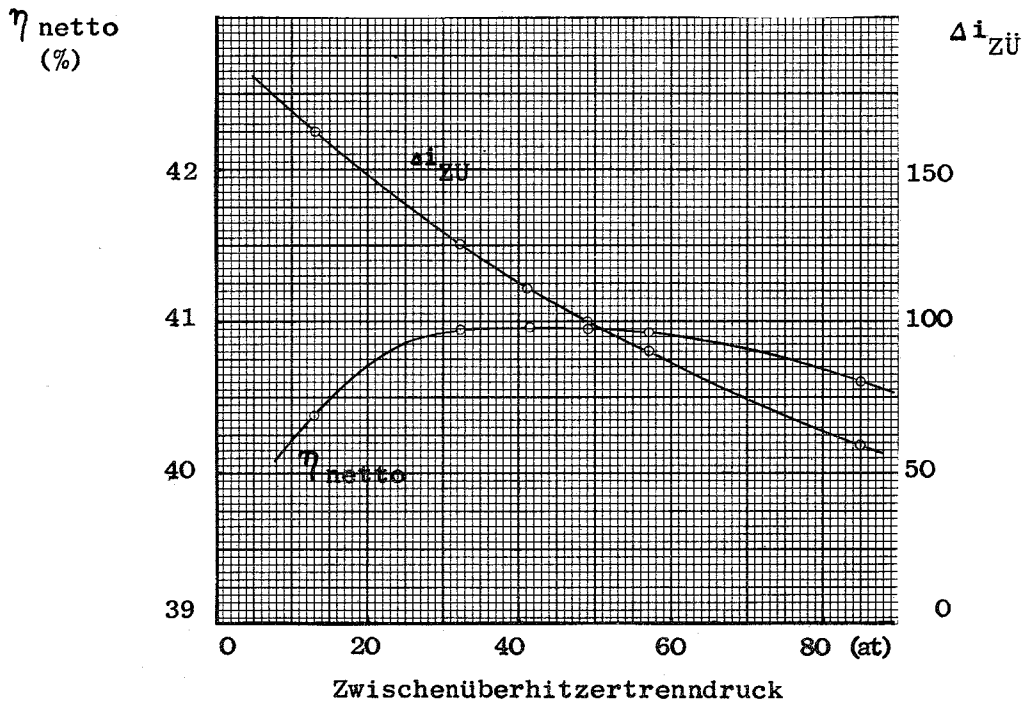


Abb.5.21

Während der Wirkungsgrad nur um 0,08 % abnimmt, fällt die Enthalpiedifferenz um 20%. Mit dem Diagramm 1 findet man die äquivalente Anlagekostendifferenz zu 0,131 DM/kW_{inst.}. Die verkleinerte Enthalpiedifferenz müßte damit für eine 500 MW_{el}-Anlage zu Kosteneinsparungen am Überhitzer von $6,5 \cdot 10^4$ DM führen. Diese Annahme ist realistisch und da außerdem mit Trenndrücken größer als ≈ 60 at der Wirkungsgrad stärker abzufallen beginnt, wird für die weiteren Betrachtungen der oben angegebene Auslegungspunkt gewählt, d.h. $P_{ZÜ} = 0,35 \cdot PF$ gesetzt (PF Frischdampfdruck am Turbineneintritt).

5.3 Der Einfluß der Zwischenüberhitzungstemperatur

In Abb.5.31 ist der Einfluß der Temperaturdifferenz $\Delta t_{ZÜ}$ zwischen dem wärmeabgebenden Dampf (Reaktorausstrittstemperatur) und dem zu überhitzenden Dampf (Zwischenüberhitzertemperatur) dargestellt.

$$\Delta t_{ZÜ} = T_{RA} - T_{ZÜ}$$

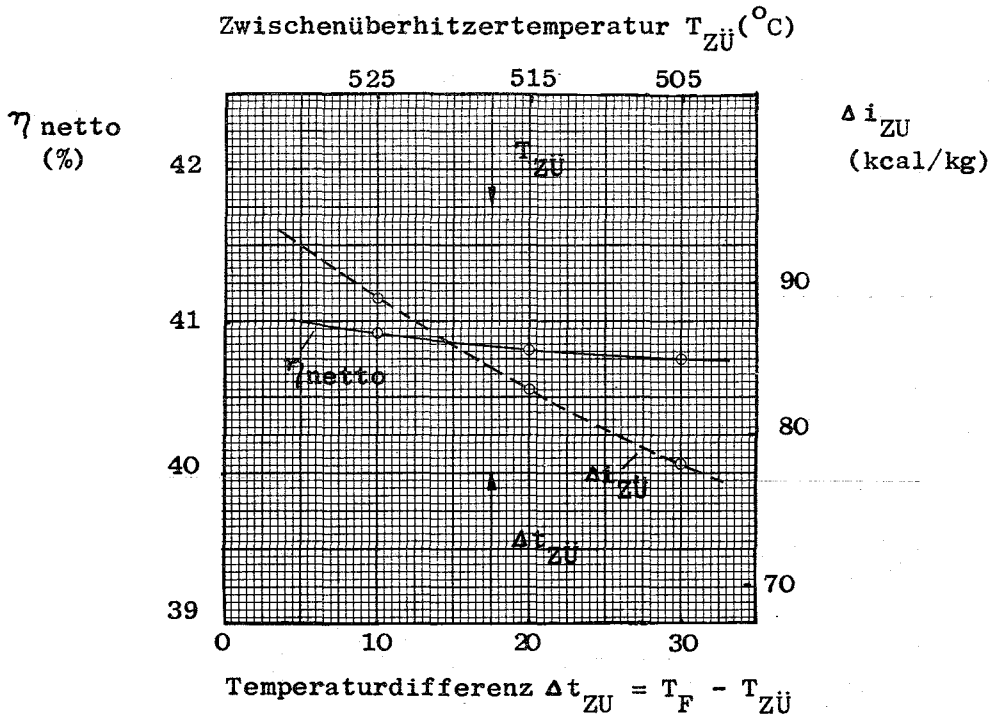


Abb.5.31

Mit steigender Temperaturdifferenz, d.h. mit sinkender Zwischenüberhitzertemperatur verringert sich der Nettowirkungsgrad und die zu übertragende Wärme $\Delta i_{ZÜ}$. Dadurch verkleinern sich die erforderlichen Heizflächen. Die Verringerung der Temperaturdifferenz $\Delta t_{ZÜ}$ von 20° auf 10°C führt zu äquivalenten Anlagekosten $\Delta A_K = 0,2955$ DM/kW_{inst.}; das entspricht einem zulässigen

Mehraufwand für ein 500 MW_{el}-Kraftwerk von $1,47 \cdot 10^5$ DM. In diesem Falle können nur genauere Kostenanalysen zu einer wirtschaftlichen Auslegung führen. Sicherlich bietet der obige Betrag keinen großen Anreiz für hohe Zwischenüberhitzertemperaturen, zumal mit steigenden Temperaturen auch die spezifische Volumina und damit die Strömungsquerschnitte wachsen. Eine Zwischenüberhitzungstemperatur von 520°C dürfte ein guter Ausgangswert sein.

5.4 Der Einfluß des Reaktoraustrittsdruckes und des Druckverlustes im Reaktor

Mit steigendem Reaktordruck steigt auch der Wirkungsgrad. Für 10 at Druckerhöhung kann mit einer Verbesserung von 0,3 % (absolut) gerechnet werden (s. Abb.5.41), wobei für höhere Drücke dieser Prozentsatz kleiner wird. Der Druckabfall über den gesamten Reaktor Δp_R ist hauptsächlich durch die Verluste im Core bedingt. Je höher der Druckabfall, desto kleiner ist der Wirkungsgrad, wobei mit steigendem Reaktordruck der Einfluß des Druckabfalls auf den Wirkungsgrad geringer wird. Dem Betrage nach ist er aber immer noch recht hoch. Nimmt man als Beispiel den Reaktordruck von 180 at, so ändert sich der Wirkungsgrad bei einer Verringerung des Druckabfalles von $\Delta p_1 = 15$ auf $\Delta p_2 = 5$ (also um 10 at) von $\eta_1 = 40,769$ auf $\eta_2 = 41,196$ %. Das entspricht einem zulässigen Mehraufwand zur Verringerung des Druckabfalles von $\Delta A_K = 1,534$ DM/kW_{inst.} oder einem Gesamtbetrag von $7,67 \cdot 10^5$ DM.

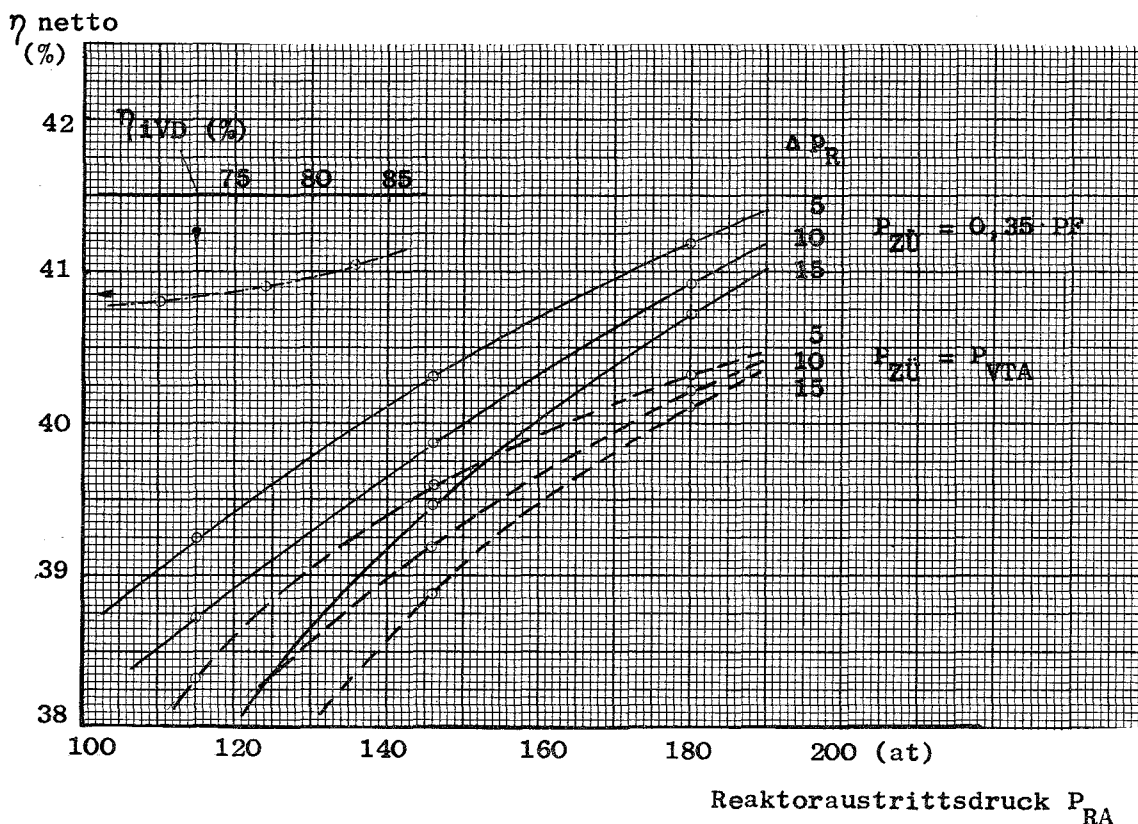


Abb.5.41

Für die Erhöhung des Reaktordruckes um 10 at stehen $\Delta A_K = 1,140 \text{ DM/kW}_{\text{inst.}}$ oder eine Gesamtsumme von $5,7 \cdot 10^5 \text{ DM}$ zur Verfügung, wobei höhere Drücke kleinere Leitungsquerschnitte (kostensparend) ermöglichen, aber infolge der höheren Materialbeanspruchung zu teureren Werkstoffen führen können. Für Drücke größer als 180 at steigt die Dampfnässe über den zulässigen Wert von 12%. Man muß deshalb statt der einfachen die zweifache Zwischenüberhitzung vorsehen. Für konventionelle Kraftwerke bezweifelt man neuerdings den wirtschaftlichen Wert dieser Maßnahme. Deshalb sollten Kernkraftwerke mit ihren um eine Zehnerpotenz niedrigeren Brennstoffkosten und den größeren Kapitalkosten für den Überhitzer (s. Abb.5.3) nur mit einfacher Zwischenüberhitzung arbeiten. Für die weiteren Betrachtungen wird deshalb der Reaktoraustrittsdruck zu $P_{RA} = 180 \text{ at}$ festgelegt. Infolge des beachtlichen Einflusses des Druckverlustes können für ihn einige Verbesserungen angestrebt werden. Es sind folgende Maßnahmen zu erwägen:

1. Verbesserung der Strömungsführung im Reaktor
2. Verminderung des Druckabfalles in Core und Blanket durch
 - a) Oberflächenrauigkeiten im Bereich hoher Temperatur,
 - b) spezielle Brennelemente für mehrere Corezonen,
 - c) strömungsgünstige Abstandshalter,
 - d) Erhöhung der Brennelementoberflächentemperaturen,
3. Verminderung des Druckabfalles im Kreislauf
 - a) in den Rohrleitungen und Absperrorganen,
 - b) im Zwischenüberhitzer auf der Heizdampfseite (Führung des zu überhitzenden Dampfes in, des Heizdampfes um die Rohre),
 - c) im Verdampfer,
4. Verbesserung des Verdichterwirkungsgrades.

Jede dieser Maßnahmen kann im einzelnen in ihrem Einfluß auf den Nettowirkungsgrad untersucht werden. Da es sich oft um relativ kleine Wirkungsgradänderungen handelt, müssen die Rechenverfahren, die zu seiner Bestimmung dienen, sehr genau sein. Das war einer der Hauptgründe, weshalb in den vorangegangenen Abschnitten so aufwendige, aber eben exakte Methoden abgeleitet wurden. Am Beispiel des Verdichters sei gezeigt, wie man einzelne Anlage-
teile des Kreislaufes wirtschaftlich beurteilen kann. Abb. 5.41 zeigt die Änderung des Nettowirkungsgrades als Funktion des inneren Verdichterwirkungsgrades η_{iVD} . Für eine Verbesserung η_{iVD} von 0,82 auf 0,86 ergeben

sich $0,459 \text{ DM/kW}_{\text{inst.}}$ äquivalente Anlagekosten; das entspricht $2,3 \cdot 10^5 \text{ DM}$ insgesamt. Damit stehen für die Konstruktion der Anlageteile schon im frühesten Projektstadium Kostenkriterien für die Auslegung zur Verfügung.

5.5 Der Einfluß der Reaktoraustrittstemperatur

Für konventionelle Kraftwerke beträgt die Dampftemperatur ca. 540°C . Höhere Werte sind wirtschaftlich nicht vertretbar, weil sie für den Dampferzeuger teure austenitische Stähle erfordern. Für Kernkraftwerke gilt diese Aussage nur mit Einschränkung, weil in konventionellen Kraftwerken die Wärmetauscherrohre den hohen Brennraumtemperaturen und deren aggressiver Atmosphäre ausgesetzt sind. Demzufolge könnten in Kernkraftwerken höhere Temperaturen erreicht werden. Aber auch hier ergeben sich gewisse Einschränkungen, weil erhöhte Reaktoraustrittstemperaturen zu größerem Druckabfall im Core und damit zu schlechterem Wirkungsgrad führen können. Außerdem erfordern höhere Temperaturen große Strömungsquerschnitte; Abb.5.51 zeigt den Wirkungsgrad als Funktion der Reaktoraustrittstemperatur. Eine Temperaturerhöhung von 10°C bewirkt eine Wirkungsgradverbesserung von ca. $0,15 \%$. Hebt man die Temperatur von $T_1 = 535^\circ$ auf $T_2 = 550^\circ\text{C}$, so steigt der Wirkungsgrad von $\eta_1 = 40,919 \%$ auf $\eta_2 = 41,231 \%$. Die zulässigen Mehrkosten betragen $1,12 \text{ DM/kW}_{\text{inst.}}$ bzw. $5,6 \cdot 10^5 \text{ DM}$. Eine Erhöhung des Reaktordruckes um 10%

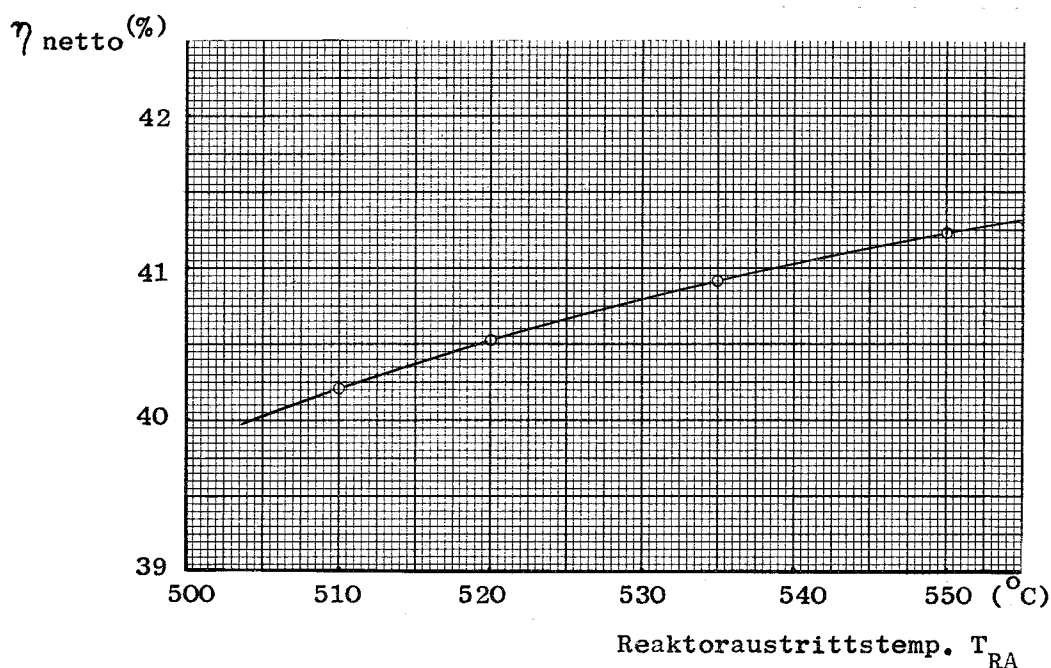


Abb. 5.51

führt zu Wirkungsgradverbesserungen von 0,5 %, die Temperaturänderung um 10% zu 0,8 %. Durch die Vergrößerung der Volumina mit steigenden Temperaturen wird man eine Erhöhung des Druckes gegenüber der Temperatur bevorzugen. Als Reaktoraustrittstemperatur wird deshalb $T_{RA} = 535^{\circ}\text{C}$ als günstig angesehen.

5.6 Der Einfluß des Kondensatordruckes und des Kühlleistungsbedarfes

Die größtmögliche Länge von Turbosätzen beträgt etwa 50 m. Das führt dazu, daß höchstens 6 Abdampfpluten vorgesehen werden können, die damit den maximal möglichen Durchsatz und dieser wiederum die Grenzleistung von 550 MW bestimmen. Eine Entlastung der Abdampfpluten wird durch die Regenerativvorwärmung erreicht, weil sich dadurch die Durchsatzmenge verkleinern läßt. In umgekehrter Richtung wirkt die Absenkung des Kondensatordruckes, mit der sich größere spezifische Volumina ergeben. Diese wiederum erhöhen den Volumenstrom pro Flut und damit auch die Austrittsverluste (s. Gl.(107)). Gleichzeitig steigt der Leistungsbedarf für die Kondensatrückkühlanlage, weil die Temperaturdifferenzen an den Kühlflächen kleiner werden. Mit sinkendem Kondensatordruck erhöhen sich zusätzlich noch die Anlagekosten für die Abdampfpluten, den Kondensator und die gesamte Rückkühlanlage. Wie man in Abb.5.61 erkennt, steigt der Wirkungsgrad für Drücke kleiner 0,06 nur

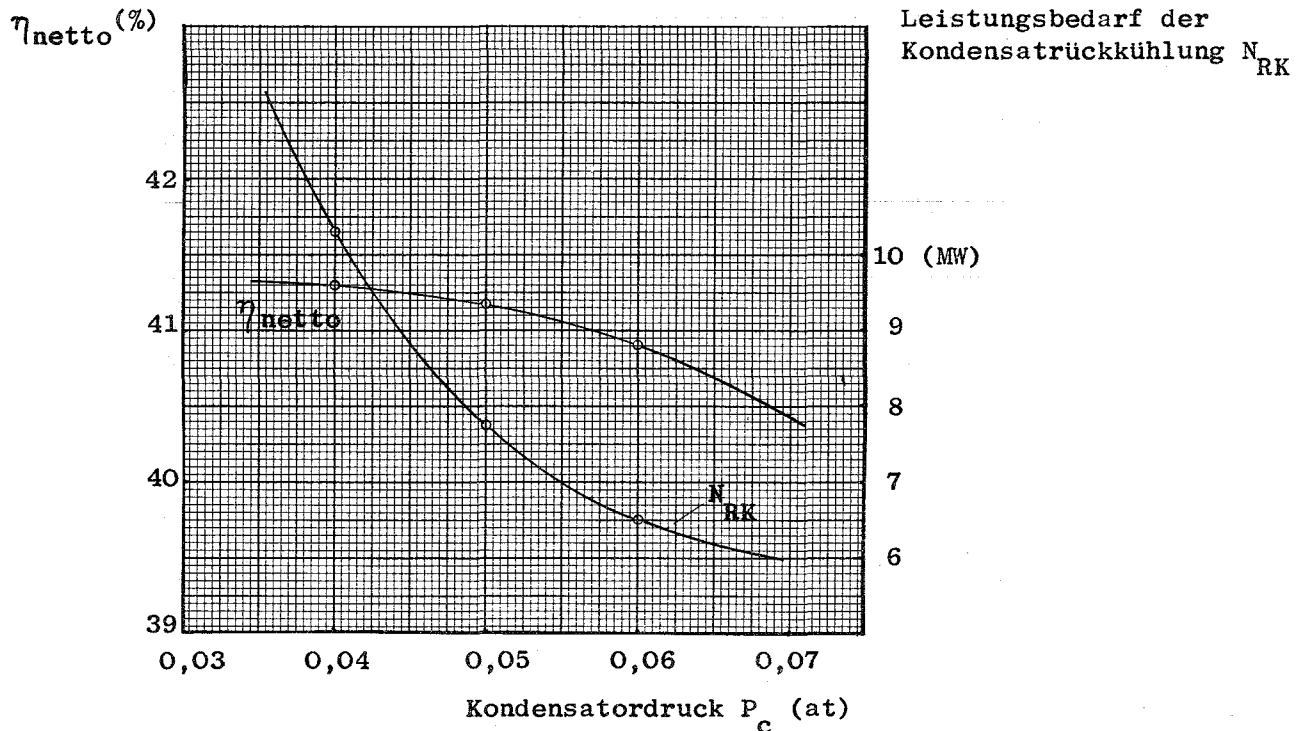


Abb. 5.61

gering an, während sich der Leistungsbedarf für die Kondensatkühlung stark erhöht. Als Auslegungspunkt wird deshalb $P_c = 0,06$ (at) gewählt. Wollte man zu $P_c = 0,03$ (at) übergehen, so würden sich wirtschaftlich zulässige Mehrkosten von $0,956 \text{ DM/kW}_{\text{inst.}}$ oder Gesamtkosten von $4,78 \cdot 10^5$ DM ergeben. Allgemein kann man sagen, daß für Grenzleistungsturbinen die Tendenz zu höheren Kondensatordrücken geht. Das gilt ganz besonders für schnelle Brüter mit den niedrigen Brennstoffkosten.

5.7 Prozesse ohne Zwischenüberhitzung

Verzichtet man auf die Zwischenüberhitzung, so ergeben sich damit niedrigere Anlagekosten. Da sich aber keine hohen Frischdampfdrücke anwenden lassen - sie führen zu Nässegehalten größer 14% - sind die Wirkungsgrade nicht sehr hoch. Diesen Effekt kann man durch Erhöhung der Reaktoraustrittstemperatur auf 550°C etwas kompensieren. Zusätzlich kann der Kondensatordruck so erhöht werden, daß der Nässegehalt am Turbinenausritt gerade den zulässigen Wert erreicht. Dadurch läßt sich auch die Zahl der Fluten auf 4 herabsetzen. In der folgenden Tabelle sind mögliche Parameterkonstellationen für Prozesse ohne Zwischenüberhitzung angegeben. Durch den Vergleich mit dem Zwischenüberhitzungsprozeß (Parameter s. Abb.5.81) können Minderkosten angegeben werden, um die Kraftwerke ohne Zwischenüberhitzung billiger sein müssen, wenn sie wirtschaftlich arbeiten sollen.

P_{RA} (at)	T_{RA} ($^\circ\text{C}$)	X (%)	P_c (at)	η_{netto} (%)	ΔA_k ($\text{DM/kW}_{\text{inst.}}$)	Gesamtsumme (DM)
115	550	86,2	0,06	39,022	10,0	$5,024 \cdot 10^6$
146	550	85,4	0,08	38,712	11,1	$5,564 \cdot 10^6$
180	550	86,2	0,2	37,856	14,1	$7,049 \cdot 10^6$

5.8 Zusammenstellung der Auslegungsparameter

In den vorangegangenen Teilen der Arbeit wurde die Schaltung und thermodynamische Auslegung eines dampfgekühlten schnellen Brütters behandelt. Darauf aufbauend konnten unter Einbeziehung von Wirtschaftlichkeitsbedingungen Optimierungskriterien für die Parameterwahl gefunden werden. Für die im Text angenommenen Voraussetzungen ergibt sich damit die Kraftwerksschaltung und Auslegung nach Abb.5.81.

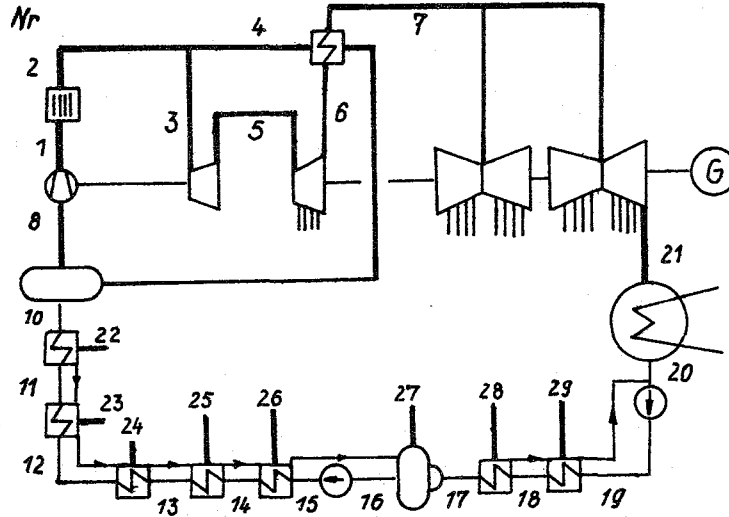


Abb. 5.81

Zusammenstellung der Zustandswerte für die numerierten Prozeßpunkte

Nr.	G(kg/h)	P(at)	T(°C)	i(kcal/kg)
1	$5,435 \cdot 10^6$	190,0	365,5	614,5
2	$5,435 \cdot 10^6$	180,0	535,0	807,8
3	$1,797 \cdot 10^6$	171,3	531,7	807,8
4	$3,638 \cdot 10^6$	178,0	533,6	807,8
5	$1,797 \cdot 10^6$	137,8	496,6	793,6
6		60,0	374,0	743,3
7		57,0	525,0	832,3
8	$5,435 \cdot 10^6$	171,1	351,2	609,8

Vorwärmanlage

Nr.	10	11	12	13	14	15
Wasserenthalpie	291,7	259,7	227,7	195,7	163,7	131,8
Wassertemperatur	277,9	250,3	221,3	191,1	160,1	128,5

Nr.	16	17	18	19	20
Wasserenthalpie	126,0	99,8	67,7	35,9	35,8
Wassertemperatur	125,0	99,7	67,7	35,9	35,8

Anzapfdampf

Nr.	G(kg/h)	i(kcal/kg)	T(°C)	i'
22	$12,744 \cdot 10^4$	746,8	276,9	291,4
23	9,799	812,6	251,3	260,7
24	9,101	783,2	222,3	227,7
25	8,690	752,3	194,1	197,1
26	6,199	716,6	163,1	164,4
27	4,761	680,7	133,5	134,0
28	7,667	648,6	106,7	106,8
29	7,320	608,3	74,7	74,7

Leistung

Reaktor (thermisch)	1221,91 (MW)
Speisepumpe: Hochdruck	12,91 (MW)
Niederdruck	0,176 (MW)
Vorschaltturbine	30,1 (MW)
Rückkühlung	6,56 (MW)
Turbine (brutto)	519,64 (MW)
N_{el} netto	500,0 (MW)
η_{netto}	40,919 (%)

A n h a n g

Zusammenstellung der Fortran-Quellprogramme

Zusammenstellung der Eingabedaten

ETMVT	mechanischer Wirkungsgrad der Vorschaltturbine
ETKV	Kupplungswirkungsgrad zwischen Vorschaltturbine und Verdichter
ETIVT	innerer Turbinenwirkungsgrad der Vorschaltturbine
ETIV	innerer Verdichterwirkungsgrad
ETMV	mechanischer Wirkungsgrad des Verdichters
VSM	maximal zulässiger Durchsatz pro Abdampfllut (m^3/s)
PK1	Kondensatordruck (at)
ELN	geforderte Kraftwerksnettoleistung (MW)
ETOHD	innerer Basiswirkungsgrad im Hochdruckteil
ETOMD	innerer Basiswirkungsgrad im Mitteldruckteil
ETMT	mechanischer Turbinenwirkungsgrad
ETGN	Generatorwirkungsgrad
AB1	= 0,01 Genauigkeitsschranke
AB2	= 0,01 Genauigkeitsschranke
AB3	= 0,002 Genauigkeitsschranke
AB4	= 0,005 Genauigkeitsschranke
NST	Regenerativvorwärmerstufenzahl
CP2	CP2 multipliziert mit dem Frischdampfdruck ergibt
CP3	Zwischenüberhitzereintrittsdruck (Index 2) $\approx 0,25$, desgl. Index 3
DTZU	Differenz zwischen Frischdampf- und Zwischenüberhitzertem- peratur ($^{\circ}C$)
CTV	CTV multipliziert mit der Vorwärmtemperatur Index n führt zu Vorwärmtemperatur Index n+1; CTV $\approx 0,85$
TVMX	maximale Vorwärmtemperatur (≈ 330)
CTV1	wenn CTV1 = 0., wird die erste Vorwärmstelle an das Ende der Vorschaltturbine gelegt

LP	Zahl der Eingabewerte für PR
PR	Reaktoraustrittsdruck (at)
NT	Zahl der Eingabewerte für TR
TR	Reaktoraustrittstemperatur ($^{\circ}\text{C}$)
NP	Zahl der Eingabewerte für DP
DP	Druckdifferenz am Verdichter (at)
NZU	Zahl der Eingabewerte für TZU
TZU	Zwischenüberhitzertemperatur ($^{\circ}\text{C}$)
MZ1,2	Zahl der Turbinenauslässe
NZP1,2	Zahl der Zwischenüberhitzerdrücke
TV(1)	erste Vorwärmtemperatur ($^{\circ}\text{C}$)
NV	Zahl der Eingabewerte für TV
TV	Regenerativvorwärmtemperatur ($^{\circ}\text{C}$)

C ZUSAMMENSTELLUNG DER VERWENDETEN HAUPT- UND UNTERPROGRAMME

C ZUSTANDSWERTE FUER WASSER

C WASSERENTHALPIE VDI WERTE GESAMTBEREICH

FUNCTION WI(P,T)

DIMENSION B(10)

IF(P-160.)301,302,302

302 IF(P-230.)303,301,301

303 IF(T-340.)301,305,305

305 CALL WEVS(P,T,WI,0.,0.,1.)

GO TO 306

301 B(10)=-8.9435634E3

B(9)=1.1141047E5

B(8)=-6.3697257E5

B(7)=2.1568433E6

B(6)=-4.7218401E6

B(5)=6.9144072E6

B(4)=-6.7617113E6

B(3)=4.2535928E6

B(2)=-1.5607806E6

B(1)=2.5441830E5

Q=6.1191876E-17

ZU=5.8620689E-1

ZW=4.16666666E-1

Y=1.0226748E16

ZI=5.2853478E3

TAU=(T+273.15)/647.3

G=4.17E-1

H=1.139706E-4

ZK=9.9499266E-5

ZL=7.2411646E-5

ZM=7.676621E-1

ZN=1.052358E-11

F=3.7E8

XG=3.1221989E8

XH=1.9998504E5

XK=1.72

XL=1.362926E16

XM=1.5007048

XN=6.5371543E-1

S=6.25E1

R=1.310268E1

Z=1.5108E-5

ATI=0.

DO 1 J=1,10

1 ATI=ATI*TAU+B(J)

SIG=P/225.65

V=-2.*XG*TAU**2+6.*XH*TAU**(-6)

U=F-XG*TAU**2-XH*TAU**(-6)

W=U+(ABS(F(XK*U**2+XL*(SIG-XM*TAU))))**0.5

WI=ATI*(Q*(ZU*W-ZW*(3.4*U-V))*W+Y*TAU-0.72*V*U)

1*W**(-1./3.4)+(-H+(XN-TAU)*(ZL*(XN+TAU)+ZM*((XN-TAU)

2**8)*(XN+9.*TAU))*SIG-ZN*(Z+12.*TAU**11)/

3*((Z+TAU**11)**2)*(S+(R/2.+SIG/3.)*SIG)*SIG)

4*ZI

306 RETURN

C WASSERVOLUMINA VDI WERTE GESAMTBEREICH

FUNCTION WV(P,T)

```

IF(P-160.)301,302,302
302 IF(P-230.)303,301,301
303 IF(T-340.)301,305,305
305 CALL WEVS(P,T,0.,WV,0.,2.)
GO TO 306
301 G=4.17E-1
H=1.139706E-4
ZK=9.9499266E-5
ZL=7.2411646E-5
ZM=7.676621E-1
ZN=1.052358E-11
F=3.7E8
XG=3.1221989E8
XH=1.9998504E5
XK=1.72
XL=1.362926E16
XM=1.5007048
XN=6.5371543E-1
S=6.25E1
R=1.310268E1
Z=1.5108E-5
TAU=(T+273.16)/647.3
SIG=P/225.65
U=F-XG*TAU**2-XH*TAU**(-6)
W=U+(ABSF(XK*U**2+XL*(SIG-XM*TAU)))*0.5
WV=G*W**(-1./3.4)-H+ZK*TAU+((XN-TAU)**2)*(ZL+
1((XN-TAU)**8)*ZH)-(ZN*(S+R*SIG+SIG**2))/(Z+TAU**11)
306 RETURN

```

C WASSERENTROPIE VDI WERTE GESAMTBEREICH

```

FUNCTION WS(P,T)
DIMENSION B(9)
IF(P-160.)301,302,302
302 IF(P-230.)303,301,301
303 IF(T-340.)301,305,305
305 CALL WEVS(P,T,0.,0.,WS,3.)
GO TO 306
301 BS=1.7211567E2
B(9)=5.2698444E2
B(8)=-1.9680908E3
B(7)=4.9980920E3
B(6)=-9.7262271E3
B(5)=1.3352401E4
B(4)=-1.2535229E4
B(3)=7.6664993E3
B(2)=-2.7556762E3
B(1)=4.4217610E2
ZI=8.1652213
TAU=(T+273.16)/647.3
BK=0.
DO 1 J=1,9
1 BK=BK*TAU+B(J)
SIG=P/225.65
G=4.17E-1
H=1.139706E-4
ZK=9.9499266E-5
ZL=7.2411646E-5
ZM=7.676621E-1
ZN=1.052358E-11
F=3.7E8
XG=3.1221989E8

```

```

XH=1.9998504E5
XK=1.72
XN=6.5371543E-1
XL=1.362926E16
XM=1.5007048
S=6.25E1
R=1.310268E1
Z=1.5108E-5
Q=6.1191876E-17
ZU=5.8620689E-1
ZW=4.1666666E-1
Y=1.0226748E16
U=F-XG*TAU**2-XH*TAU**(-6)
V=-2.*XG*TAU**2+6.*XH*TAU**(-6)
W=U+(ABSF(XK*U**2+XL*(SIG-XM*TAU)))**0.5
WS=BS*LOGF(TAU)+BK+(Q/TAU*(ZW*V*W
1+Y*TAU-0.72*V*U)*W**(-1./3.4))+((ZL+5.*ZM*(XN-TAU)**8)
2*(XN-TAU)**2-ZK)*SIG-(11.*TAU**10*ZN)/(Z+TAU**11)**2
3*(S+(R/2.+SIG/3.)*SIG)*SIG)*ZI
306 RETURN

```

```

C   UNTERPROGRAMM ZUR EINGABE UND BERECHNUNG DER WASSERZUSTANDSWERTE
SUBROUTINE WEVS(P,T,WI,WV,WS,ZW)
DIMENSION WVV(12,5),WII(12,5),WSS(12,5),PP(2),TT(4),WW(4)
IF(YY-12345123.)1,2,1
1 DO 3 I=1,12
DO 3 K=1,5
WII(I,K)=0.
WSS(I,K)=0.
3 WVV(I,K)=0.
DO 4 L=1,41
4 READ INPUT TAPE 8,37,I,K,WVV(I,K),WII(I,K),WSS(I,K)
YY=12345123.
2 IF(P-200.)5,6,6
6 PP(1)=(INTF(P/10.))*10.
PP(2)=PP(1)+10.
J1 =XFIXF(INTF((P-200.)/10.))+9
GO TO 7
5 PP(1)=INTF(P/5.) *5.
PP(2)=PP(1)+5.
J1 =XFIXF(INTF((P-160.)/5.))+1
7 J2=J1+1
TSP1=TS(PP(1))
TS1=INTF(TSP1/10.)*10.
IF(T-TS1)9,10,10
10 TT(2)=TSP1
TT(1)=TS1
GO TO 11
9 TT(1)=INTF(T/10.)*10.
TT(2)=TT(1)+10.
11 N1=XFIXF((TT(1)-340.)/10.))+1
N2=N1+1
TSP2=TS(PP(2))
TS2=INTF(TSP2/10.)*10.
IF(T-TS2)12,13,13
13 TT(4)=TSP2
TT(3)=TS2
GO TO 15
12 TT(3)=INTF(T/10.)*10.
TT(4)=TT(3)+10.

```

```

15 N3=XFIXF((TT(3)-340.)/10.)+1
    N4=N3+1
    IF(ZW-2.)14,16,18
14 WW(1)=WII(J1,N1)
    WW(2)=WII(J1,N2)
    WW(3)=WII(J2,N3)
    WW(4)=WII(J2,N4)
    GO TO 21
16 WW(1)=WVV(J1,N1)
    WW(2)=WVV(J1,N2)
    WW(3)=WVV(J2,N3)
    WW(4)=WVV(J2,N4)
    GO TO 21
18 WW(1)=WSS(J1,N1)
    WW(2)=WSS(J1,N2)
    WW(3)=WSS(J2,N3)
    WW(4)=WSS(J2,N4)
21 W1=WW(1)+(WW(2)-WW(1))*(T-TT(1))/(TT(2)-TT(1))
    W2=WW(3)+(WW(4)-WW(3))*(T-TT(3))/(TT(4)-TT(3))
    W3=W1+(W2-W1)*(P-PP(1))/(PP(2)-PP(1))
    IF(ZW-2.)22,23,24
22 WI=W3
    GO TO 19
23 WV=W3
    GO TO 19
24 WS=W3
    GO TO 19
    PRINT 37
37 FORMAT(10X,9HUNGUELTIG)
19 RETURN

```

C ZUSTANDSWERTE FUER WASSERDAMPF

C HEISSDAMPF-ENTHALPIE VDI WERTE

```

FUNCTION HDI(P,T)
DIMENSION A(5),EE(4),VV(4),SS(4),PP(2),TTT(4)
A(5)=4.78487E2
A(4)=2.79417E2
A(3)=-1.92399
A(2)=17.6187
A(1)=-3.11137
ZV=0.
WZ=0.
IF(P-400.)50,50,51
50 IF(P-105.)32,8,8
32 WZ=1.
    TAU=(T+273.15)/647.3
    SIG=P/225.65
    IJ1=1
    IJ2=1
    GO TO 52
8 CALL HD(P,T,EE,VV,SS,PP,TTT)
DO 29 IK=1,4
    IF(EE(IK))29,31,29
31 ZV=ZV+1.
29 CONTINUE
    IF(ZV-4.)30,32,30
30 IJ1=1
    IJ2=4
52 DO 34 IJ=IJ1,IJ2

```

```

    IF(WZ-1.)53,44,53
53 IF(EE(IJ))34,36,34
36 IF(IJ-2)37,37,38
37 SIG=PP(1)/225.65
    GO TO 39
38 SIG=PP(2)/225.65
39 IF(IJ-2)40,41,42
42 IF(IJ-3)39,54,55
40 TX=TTT(1)
    GO TO 43
41 TX=TTT(2)
    GO TO 43
54 TX=TTT(3)
    GO TO 43
55 TX=TTT(4)
43 TAU=(TX+273.15)/647.3
44 RTI=0.
    DO 1 J=1,5
  1 RTI=RTI*TAU+A(J)
    TAUE=TAU**2.82
    HDI=RTI-5.28535E3*SIG*(3.82*4.7331E-3/TAUE+1.82*3.17362E-5*(1.5510
175-SIG/2.)*TAUE)-5.28535E3*SIG**3*((5.*2.93945E-3-3.*(1.26591*SIG
2-TAU**3)*6.70126E-4*SIG)/TAU**14+11.*4.35507E-6/TAU**32)
    EE(IJ)=HDI
34 CONTINUE
    IF(WZ-1.)46,33,46
46 E1=EE(1)+(EE(2)-EE(1))*(T-TTT(1))/(TTT(2)-TTT(1))
    E2=EE(3)+(EE(4)-EE(3))*(T-TTT(3))/(TTT(4)-TTT(3))
    HDI=E1+(E2-E1)*(P-PP(1))/(PP(2)-PP(1))
    GO TO 33
51 PRINT 6
  6 FORMAT(1H1,10X,28HDRUCK GROESSER ALS ZULAESSIG)
33 RETURN

```

```

C HEISSDAMPF-VOLUMINA VDI WERTE
FUNCTION HDV(P,T)
DIMENSION EE(4),VV(4),SS(4),PP(2),TTT(4)
ZV=0.
WZ=0.
IF(P-400.)50,50,51
50 IF(P-105.)32,8,8
32 WZ=1.
    TAU=(T+273.15)/647.3
    SIG=P/225.65
    IJ1=1
    IJ2=1
    GO TO 52
  8 CALL HD(P,T,EE,VV,SS,PP,TTT)
    DO 29 IK=1,4
    IF(VV(IK))29,31,29
31 ZV=ZV+1.
29 CONTINUE
    IF(ZV-4.)30,32,30
30 IJ1=1
    IJ2=4
52 DO 34 IJ=IJ1,IJ2
    IF(WZ-1.)53,44,53
53 IF(VV(IJ))34,36,34
36 IF(IJ-2 )37,37,38
37 SIG=PP(1)/225.65
    GO TO 39

```



```

38 SIG=PP(2)/225.65
39 IF(IJ-2)40,41,42
42 IF(IJ-3)39,54,55
40 TX=TTT(1)
   GO TO 43
41 TX=TTT(2)
   GO TO 43
54 TX=TTT(3)
   GO TO 43
55 TX=TTT(4)
43 TAU=(TX+273.15)/647.3
44 TAUE=TAU**2.82
   TAUF=TAU**14
   HDV=(1.349921E-2*TAU)/SIG-4.7331E-3/TAUE+3.17362E-5*(1.551075-SIG)
1*TAUE-SIG**2*(2.93945E-3/TAUF+4.35507E-6/TAU**32)-SIG**3*6.70126E-
24*(TAU**3-1.26591*SIG)/TAUF+(1.32735*SIG-1.)*8.06867E-5*TAU
VV(IJ)=HDV
34 CONTINUE
   IF(WZ-1.)46,33,46
46 V1=VV(1)+(VV(2)-VV(1))*(T-TTT(1))/(TTT(2)-TTT(1))
   V2=VV(3)+(VV(4)-VV(3))*(T-TTT(3))/(TTT(4)-TTT(3))
   HDV=V1+(V2-V1)*(P-PP(1))/(PP(2)-PP(1))
   GO TO 33
51 PRINT 6
   6 FORMAT(1H1,10X,28HDRUCK GROESSER ALS ZULAESSIG)
33 RETURN

```

```

C   HEISSDAMPF-ENTROPIE VDI WERTE
   FUNCTION HDS(P,T)
   DIMENSION A(4),EE(4),VV(4),SS(4),PP(2),TTT(4)
   A(4)=2.554752
   A(3)=-5.94467E-3
   A(2)=4.082804E-2
   A(1)=-6.40892E-3
   ZV=0.
   WZ=0.
   IF(P-400.)50,50,51
50 IF(P-105.)32,8,8
32 WZ=1.
   TAU=(T+273.15)/647.3
   SIG=P/225.65
   IJ1=1
   IJ2=1
   GO TO 52
   8 CALL HD(P,T,EE,VV,SS,PP,TTT)
   DO 29 IK=1,4
   IF(SS(IK))29,31,29
31 ZV=ZV+1.
29 CONTINUE
   IF(ZV-4.)30,32,30
30 IJ1=1
   IJ2=4
52 DO 34 IJ=IJ1,IJ2
   IF(WZ-1.)53,44,53
53 IF(SS(IJ))34,36,34
36 IF(IJ-2)37,37,38
37 SIG=PP(IJ)/225.65
   GO TO 39
38 SIG=PP(2)/225.65
39 IF(IJ-2)40,41,42
42 IF(IJ-3)39,54,55

```

```

40 TX=TTT(1)
   GO TO 43
41 TX=TTT(2)
   GO TO 43
54 TX=TTT(3)
   GO TO 43
55 TX=TTT(4)
43 TAU=(TX+273.15)/647.3
44 RTS=0.
   DO 1 J=1,4
  1 RTS=RTS*TAU+A(J)
    HDS=4.3167E-1*LOGF(TAU)+RTS-8.1652213*(1.349921E-2*LOGF(SIG/2.7600
1266E-5)+SIG*(2.82*4.7331E-3/TAU**3.82+2.82*3.17362E-5*(1.551075-SI
2G/2.)*TAU**1.82+(1.32735*SIG/2.-1.)*8.06867E-5)+SIG**3*((14.*2.939
345E-3/3.- (14.*1.26591*SIG/5.-11.*TAU**3/4.)*6.70126E-4*SIG)/TAU**1
45+32.*4.35507E-6/(3.*TAU**33)))
    SS(IJ)=HDS
34 CONTINUE
   IF(WZ-1.)46,33,46
46 E1=SS(1)+(SS(2)-SS(1))*(T-TTT(1))/(TTT(2)-TTT(1))
   E2=SS(3)+(SS(4)-SS(3))*(T-TTT(3))/(TTT(4)-TTT(3))
   HDS=E1+(E2-E1)*(P-PP(1))/(PP(2)-PP(1))
   GO TO 33
51 PRINT 6
   6 FORMAT(1H1,10X,28HDRUCK GROESSER ALS ZULAESSIG)
33 RETURN

```

```

C   UNTERPROGRAMM ZUR EINGABE UND BERECHNUNG DER DAMPFZUSTANDSWERTE
C   BIS ZUM DRUCK VON 400 AT
   SUBROUTINE HD(P,T,EE,VV,SS,PP,TT)
   DIMENSION EE(4),VV(4),SS(4),V(40,13),E(40,13),S(40,13),PP(2),TT(2)
1  III(2),K(4)
   IF(ZZ-11223344.)2,3,2
  2 DO 4 I=1,40
    DO 4 N=1,13
      V(I,N)=0.
      E(I,N)=0.
  4  S(I,N)=0.
    DO 5 L=1,272
  5  READ INPUT TAPE 8,6,I,N,V(I,N),E(I,N),S(I,N)
      ZZ=11223344.
  3  IF(P-200.)9,11,11
  9  PP(1)=INTF(P/10.)*10.+5.
      PP(2)=PP(1)+5.
      II(1)=XFIXF((PP(1)-105.)/5.+1.)
      GO TO 12
11  PP(1)=INTF(P/10.)*10.
      PP(2)=PP(1)+10.
      II(1)=XFIXF((PP(1)-200.)/10.+20.)
12  II(2)=II(1)+1
      TT(1)=INTF(T/10.)*10.
      TT(2)=TT(1)+10.
      M=0
      DO 17 IP=1,2
        M=M+1
        IF(PP(IP)-220.)13,13,14
14  K(M)=XFIXF(INTF((TT(1)-370.)/10.)+1.)
      GO TO 24
13  TSP=INTF(TS(PP(IP))/10.)*10.
      K(M)=XFIXF((TT(1)-TSP)/10.+1.)
24  IF(K(M)-13)54,54,55

```

```

55 EE(M)=0.
    VV(M)=0.
    SS(M)=0.
    GO TO 56
54 IX=II(IP)
    KX=K(M)
    EE(M)=E(IX,KX)
    VV(M)=V(IX,KX)
    SS(M)=S(IX,KX)
56 M=M+1
    K(M)=K(M-1)+1
    IF(K(M)-13)57,57,58
58 EE(M)=0.
    VV(M)=0.
    SS(M)=0.
    GO TO 17
57 IX=II(IP)
    KX=K(M)
    EE(M)=E(IX,KX)
    VV(M)=V(IX,KX)
    SS(M)=S(IX,KX)
17 CONTINUE
    RETURN

```

```

C   DAMPFDRUCKKURVE DES WASSERS(VDI-WERTE)
    FUNCTION PS(T)
    A=5.4266514
    B=-2.0051E3
    C=1.3869E-4
    D=1.1965E-11
    ZK=2.937E5
    E=-4.40E-3
    F=-5.7148E-3
    IF(T-374.15)2,3,3
 3  PS=225.65
    GO TO 4
 2  TAU=(T+273.15)/647.3
    FY=((374.11-T)**1.25)*F
    TA=(-12.)*TAU**4
    X=(T+273.16)**2-ZK
    DX2=D*X**2
    ALPHA=2.302585*(A+B/(T+273.16)+(C*X)/(T+273.16)
1*EXPX(DX2)-1.)+E*EXPX(FY))
    PS=1.03323*EXPX(ALPHA)+(TAU-0.422)*(0.577-TAU)
1*EXPX(TA)*0.01
 4  RETURN

```

```

C   SAETTIGUNGS-TEMPERATUR
    FUNCTION TS(P)
    DIMENSION A(11)
    A(11)=7.5188662E-1
    A(10)=5.3508276E-2
    A(9)=-3.4899025E-1
    A(8)=-4.0843295E-1
    A(7)=-2.4875312E-1
    A(6)=-9.1569776E-2
    A(5)=-2.0194728E-2
    A(4)=-2.3287029E-3
    A(3)=-4.97819E-5
    A(2)=1.66034E-5

```

```

A(1)=1.2563E-6
IF(P-225.65)2,3,3
3 TS=374.15
GO TO 4
2 PI=1.0E-3*P
B=LOGXF(PI)
SF=0.
DO1J=1,11
1 SF=SF*B+A(J)
TS=SF*10.**3-2.7315E2
4 RETURN

```

C ITERATIONSPROGRAMME

C TPE HEISSDAMPFTEMPERATUR AUS P,E GUELTIG IM GESAMTBEREICH
FUNCTION TPE(P,E)

```

IF(225.65-P)4,5,5
4 E1=HDI(P,380)
T1=380.
GO TO 6
5 T1=TS(P)
E1=HDI(P,T1)
6 T2=T1+10.
E2=HDI(P,T2)
3 TPE=T2+(T2-T1)*(E-E2)/(E2-E1)
T1=T2
E1=E2
E2=HDI(P,TPE)
IF(ABS(E-E2)-0.05)1,1,2
2 T2=TPE
GO TO 3
1 RETURN

```

C TPS HEISSDAMPFTEMPERATUR AUS P,S GUELTIG IM GESAMTBEREICH
FUNCTION TPS(P,S)

```

IF(225.65-P)4,5,5
4 S1=HDS(P,380)
T1=380.
GO TO 6
5 T1=TS(P)
S1=HDS(P,T1)
6 T2=T1+10.
S2=HDS(P,T2)
3 TPS=T2+(T2-T1)*(S-S2)/(S2-S1)
T1=T2
S1=S2
S2=HDS(P,TPS)
IF(ABS(S-S2)-5.E-5)1,1,2
2 T2=TPS
GO TO 3
1 RETURN

```

C ITERATIONSVERFAHREN DAMPF P,T(E,S)

```

SUBROUTINE ITHD(E,S,P,T)
P=225.65*(EXPF(-10.0457+7.0864E-2*E-3.67E-5*E**2-19.4753*S
1+2.7642*S**2))
10 IF(P-225.65)3,3,6
3 TS1=TS(P)
ES1=HDI(P,TS1)
IF(E-ES1)5,6,6

```

```

5 IF(S-1.477)8,8,7
7 PS2=P*0.9
  GO TO 9
8 PS2=P*1.1
9 TS2=TS(PS2)
  ES2=HDI(PS2,TS2)
  P=ABSF(P+(P-PS2)*(E-ES1)/(ES1-ES2))
  GO TO 10
6 T=TPE(P,E)
  SN=HDS(P,T)
  IF(ABSF(S-SN)-5.E-5)2,2,1
1 P=P*(EXPF((-19.4753+5.5284*S)*(S-SN)))
  GO TO 6
2 RETURN

```

```

C  DAMPFKUEHLUNG OHNE ZWISCHENUUEBERHITZUNG
  DIMENSION DTW(10),PR(5),TR(5),DP(10),TV(10),GFHA(10),EW(21),END(15
1),E(15),PND(15),VND(15),EXND(15),SND(15),A(15),B(15),VTW(21),DE(21
2),DT(21),EDW(21),G(21),ENTO(10,10),TVI(10)
  READ INPUT TAPE 8,145,ETMVT,ETKV,ETIV,ETMV,VSM,PK1,ELN,ETOHD,
1ETOMD,ETMT,ETGN,AB1,AB2,AB3,AB4,NST
  READ INPUT TAPE 8,145,LP,{PR(IP),IP=1,LP},NT,{TR(IT),IT=1,NT},NP,
1{DP(IG),IG=1,NP},NV,{TV(IV),IV=1,NV}
  DO 6 IS=1,NV
6 TVI(IS)=TV(IS)
  DTW(1)=7.
  DTW(2)=5.
  DTW(3)=3.
  DTW(4)=1.
  DTW(5)=-1.
  ETNTQ=0.38
  DO 188 IP=1,LP
  PRA=PR(IP)
  TSRA=TS(PRA)
  DO 187 IT=1,NT
  TRA=TR(IT)
  PLA=PRA*0.97
  PN=0.985*PRA
  TLA=TS(PLA)
  ELA=HDI(PLA,TLA)
  SLA=HDS(PLA,TLA)
  ERA=HDI(PRA,TRA)
  EF=ERA
  PF=PRA*(0.9646-7.08E-5*PRA)
  TF=TPE(PF,EF)
  SF=HDS(PF,TF)
  PMD=0.6*PF
  TOH=TPS(PMD,SF)
  EOH=HDI(PMD,TOH)
  DO 186 M=4,6,2
  DO 128 IG=1,NP
  ZIOP=0.
  PRE=PRA+DP(IG)
  TVA=TPS(PRE,SLA)
  EVA=HDI(PRE,TVA)
  HV=(EVA-ELA)/ETIV
  ERE=HV+ELA
  TRE=TPE(PRE,ERE)
  NV2=NV

```

```

NV1=1
670 DO 120 IV=NV1,NV2
      ZOP=0.
      IF(IG-1)173,173,171
171 IF(NV-IV)173,671,671
671 GFH=GFHA(IV)*HVTA/HVT
      GO TO 172
173 EW(1)=WI(PN,TV(IV))
144 GFH=8.6E5*ELN*(EF-ELA)/(ETNTO*(ERA-ERE)*(ERA-EW(1)))
172 ETIHD=ETOHD-(4.E3*PF/((EF-EOH)*GFH))
      IF(ZOP-1.)175,125,125
175 IF(IG-1)124,124,125
124 ETIMD=ETIHD+0.015
      GO TO 126
125 ETIMD=ETOMD-(1.E4*(PMD-PD)/(GFH*(EMD-EOM)))
126 EMD=EF-(EF-EOH)*ETIHD
      TMD=TPE(PMD,EMD)
      SMD=HDS(PMD,TMD)
      GLH=GFH*(ELA-EW(1))/(EF-ELA)
      GRH=GFH+GLH
      HVT=HV*GRH/(GFH*ETMV*ETKV*ETMVT)
      EVTA=EF-HVT
      IF(EMD-EVTA)121,121,122
121 EOVT=EF-HVT/ETIHD
      CALL ITHD(EOVT,SF,PVTA,TOVT)
      TVTA=TPE(PVTA,EVTA)
      GO TO 127
122 EOVT=EMD-(HVT-EF+EMD)/ETIMD
      CALL ITHD(EOVT,SMD,PVTA,TOVT)
127 TVTA=TPE(PVTA,EVTA)
      TSMD=TS(PMD)
      P02=0.02
      T02=TS(P02)
      S021=WS(P02,T02)
      S022=HDS(P02,T02)
      E021=WI(P02,T02)
      E022=HDI(P02,T02)
      E02=EMD-ETIMD*(EMD-(E021+((SMD-S021)/(S022-S021))*(E022-E021)))
      S02=S021+((E02-E021)/(E022-E021))*(S022-S021)
      A02=(EMD-E02)/(SMD-S02)
      B02=EMD-A02*SMD
      SD=(838.-B02)/(A02+111.)
      ED=A02*SD+B02
      AHD=(EF-EMD)/(SF-SMD)
      AMD=(EMD-ED)/(SMD-SD)
      BHD=EF-AHD*SF
      BMD=EMD-AMD*SMD
3 CALL ITHD(ED,SD,PD,TD)
      TSD=TS(PD)
      IF(ABSF(TSD-TD)-1.)1,1,2
2 ED=HDI(PD,TSD)
      SD=(ED-B02)/A02
      GO TO 3
1 EDE1=WI(PD,TD)
      EDE2=HDI(PD,TD)
      EDS1=WS(PD,TD)
      EDS2=HDS(PD,TD)
      EOM=EDE1+(SMD-EDS1)/(EDS2-EDS1)*(EDE2-EDE1)
      END(1)=ED
      E(1)=ED
      PND(1)=PD

```

```

VND(1)=HDV(PD,TD)
EXND(1)=1.
SND(1)=SD
DO 4 J=2,15
PND(J)=PND(J-1)/2.
IF(PND(J)-PK1)5,5,4
4 CONTINUE
5 PND(J)=PK1
ZJ=FLOATF(J)
DO 7 I=2,J
P=PND(I)
T=TS(P)
E1=WI(P,T)
E2=HDI(P,T)
S1=WS(P,T)
S2=HDS(P,T)
V1=WV(P,T)
V2=HDV(P,T)
EX=(A02*S1+B02-E1)/(E2-E1-A02*(S2-S1))
E(I)=E1+EX*(E2-E1)
END(I)=E(I)+(E(I-1)-E(I))*(0.5*(1.-EX))
EXND(I)=(END(I)-E1)/(E2-E1)
SND(I)=S1+EXND(I)*(S2-S1)
VND(I)=V1+EXND(I)*(V2-V1)
A(I)=(END(I-1)-END(I))/(SND(I-1)-SND(I))
7 B(I)=END(I-1)-A(I)*SND(I-1)
EK=END(J)
VK=VND(J)
EKS=EXND(J)
GFS=(GFH-SUG)/3600.
VOLS=GFS*VK
PK=PND(J)
VOLF=VOLS/FLOATF(M)
IF(VOLF-VSM)19,19,20
19 VOLF=GFS*VK/FLOATF(M)
HAUS=5.1875E-3*VOLF+2.925
EC=EK+HAUS
TK=TS(PK)
EKA=WI(PK,TK)
GO TO 8
20 VK=VSM/GFS*FLOATF(M)
IF(VK-VND(1))33,34,35
34 EK=END(1)
EKS=1.
PK=PND(1)
GO TO 19
33 EKAS=END(1)
ABFR4=0.
VKAS=VND(1)
EKNS=1.1*END(1)
42 SKNS=(EKNS-BMD)/AMD
CALL ITHD(EKNS,SKNS,PKNS,TKNS)
VKNS=HDV(PKNS,TKNS)
IF(ABS(1.-VK/VKNS)-AB1)40,40,41
41 CS=(EKAS-EKNS)/(VKAS-VKNS)
EKAS=EKNS
VKAS=VKNS
EKNS=EKAS+CS*(VK-VKAS)
ABFR4=ABFR4+1.
GO TO 42
40 EK=EKNS

```

```

PK=PKNS
EKS=5.
TK=TKNS
SK=SKNS
GO TO 19
35 DO 99 IF=2,J
   IF(VK-VND(IF))100,101,99
99 CONTINUE
101 EK=END(J)
   PK=PND(J)
   EKS=EXND(J)
   SK=SND(J)
   TK=TS(PK)
   GO TO 19
100 VKS=VND(IF)
   ABFR5=0.
   PKS=PND(IF)
   CS=(PND(IF-1)-PND(IF))/(VND(IF-1)-VND(IF))
104 ABFR5=ABFR5+1.
   PK=PKS+CS*(VK-VKS)
   TK=TS(PK)
   EK1=WI(PK,TK)
   EK2=HDI(PK,TK)
   SK1=WS(PK,TK)
   SK2=HDS(PK,TK)
   VK1=WV(PK,TK)
   VK2=HDV(PK,TK)
   EXK=(A(IF)*SK1+B(IF)-EK1)/(EK2-EK1-A(IF)*(SK2-SK1))
   VKN=VK1+EXK*(VK2-VK1)
   IF(ABSF(1.-VK/VKS)-AB1)102,102,103
103 PKS=PK
   VKS=VKN
   GO TO 104
102 EK=EK1+EXK*(EK2-EK1)
   EKS=EXK
   SK=SK1+EXK*(SK2-SK1)
   GO TO 19
8 ZN=0.
  EKA=WI(PK,TK)
  ZND=0.
  ZHD=0.
  TW=TV(IV)
  IF(TW-TSRA)129,129,130
130 IF(ZOP-1.)1130,129,129
1130 PRINT 131
131 FORMAT(1H1,10X,18HTW GROESSER TS(PR))
129 TSVTA=TS(PVTA)
   IF(TW-TSVTA)132,133,133
133 TDV=TSVTA
   ITDV=XFIXF(TDV)
   IL=1
   DO 138 IM=100,300,50
   IM1=IM+XFIXF(DTW(IL))
   IF(ITDV-IM1)139,139,140
140 IL=IL+1
138 CONTINUE
139 TW=TDV-ABSF(DTW(IL))
   TV(IV)=TW
132 EW(1)=WI(PN,TW)
   GFH=8.6E5*ELN*(EF-ELA)/(ETNT0*(ERA-ERE)*(ERA-EW(1)))
   GLH=GFH*(ELA-EW(1))/(EF-ELA)

```



```

GRH=GFH+GLH
HVT=HV*GRH/(GFH*ETMV*ETKV*ETMVT)
EVTA=EF-HVT
DEW=(EW(1)-EKA)/FLOATF(NST)
SUG=0.
SGND=0.
IB=NST+1
SGMV=0.
DO 49 IA=1,IB
IF(IA-1)74,74,75
75 IF(ZN-1.)675,775,775
775 PW=PSPN+FLOATF(NST)-ZHD
GO TO 118
675 PW=PN+FLOATF(IA-1)*1.2
118 EW(IA)=EW(IA-1)-DEW
119 XCW=0.4136+1.545E-3*EW(IA)-1.854E-12*EW(IA)**4
HW=1.545E-3-7.416E-12*EW(IA)**3
50 TWE=XCW*647.3-273.15
FW=WI(PW,TWE)
XCW=XCW+HW*(EW(IA)-FW)
IF(ABSF(EW(IA)-FW)-0.1)52,52,50
52 TW=XCW*647.3-273.15
74 IK=1
ITW=XFIXF(TW)
DO 135 II=100,300,50
IF(ITW-II)136,136,137
137 IK=IK+1
135 CONTINUE
136 TDV=TW+DTW(IK)
VTW(IA)=TW
IF(TDV-TD)62,62,63
63 IF(TDV-TSMD)64,64,65
65 EDV=(TDV-100.)*1.05+645.
68 SDV=(EDV-BHD)/AHD
CALL ITHD(EDV,SDV,PDV,TDV1)
TDV1=TS(PDV)
IF(ABSF(1.-TDV/TDV1)-AB2)66,66,67
67 EDV=EDV+(TDV-TDV1)*1.05
GO TO 68
64 EDV=(TDV-100.)*1.05+645.
71 SDV=(EDV-BMD)/AMD
CALL ITHD(EDV,SDV,PDV,TDV1)
TDV1=TS(PDV)
IF(ABSF(1.-TDV/TDV1)-AB2)66,66,70
70 EDV=EDV+(TDV-TDV1)*1.05
GO TO 71
62 PSD=PS(TDV)
S1D=WS(PSD,TDV)
S2D=HDS(PSD,TDV)
E1D=WI(PSD,TDV)
E2D=HDI(PSD,TDV)
DO 72 ID=2,J
IF(PSD-PND(ID))72,72,73
72 CONTINUE
73 AI=A(ID)
BI=B(ID)
EDV=E1D+((AI*S1D+BI-E1D)/(E2D-E1D-AI*(S2D-S1D)))*(E2D-E1D)
66 DE(IA)=EDV
DT(IA)=TDV
PDS=PS(TDV)
EDW(IA)=WI(PDS,TDV)

```

```

      IF(IA-1)49,49,78
78 IF(TW-160.)77,77,51
77 IF(ZN-1.)88,89,94
88 ZN=ZN+1.
      IF(IB-IA)51,114,51
51 ZHD=ZHD+1.
      IF(IA-2)81,81,82
81 G(1)= GFH*(EW(1)-EW(2))/(DE(1)-EDW(1)) *1.01
      SUG=G(1)
      GO TO 49
82 DWV=EW(IA-1)-EW(IA)
      DEDW=EDW(IA-2)-EDW(IA-1)
      DD=DE(IA-1)-EDW(IA-1)
      G(IA-1)= 1.01*(GFH*D WV-SUG*DEDW)/DD
      SUG=SUG+G(IA-1)
      IF(ZN-1.)49,91,77
91 DPHD=(PN+1.2*ZHD)*1.E4
      DPND=1.2E4*(FLOATF(NST)-ZHD)
      PSP=(DPND+DPHD/2.)*1.E-4
      PSPN=PK+DPND/2.E4
      VSP=WV(PSP,VTW(IA))
      HSP=DPHD*VSP*2.343E-3/0.77
      SPHMW=HSP*GFH/(0.9371*8.6E5)
      EW(IA)=EW(IA)+HSP
      DWV=EW(IA-1)-EW(IA)
      SUG=SUG-G(IA-1)
      G(IA-1)=1.01*(GFH*D WV-SUG*DEDW)/DD
      SUG=SUG+G(IA-1)
      EW(IA)=EW(IA)-HSP
      GO TO 49
89 ZN=ZN+1.
      G(IA-1)=(((GFH-SUG)*(EW(IA-1)-EW(IA))-SUG*(EDW(IA-2)-EW(IA-1)))/(D
      IE(IA-1)-EW(IA)))*1.01
      SUG=SUG+G(IA-1)
      SGMV=SUG
      DPND=1.2E4*(FLOATF(NST)-ZHD)
      PSPN=PK+(DPND/2.E4)
      VSPN=WV(PSPN,TK)
      HSPN=DPND*VSPN*2.343E-3/0.77
      SPNMW=HSPN*(GFH-SGMV)/(0.9371*8.6E5)
      IF(IA-IB)10,49,10
10 DEW=(EW(IA)-EKA+HSPN)/(FLOATF(NST)-ZHD-1.)
      GO TO 49
94 IF(ZN-2.)89,112,113
112 ZN=ZN+1.
      G(IA-1)= (GFH-SGMV)*(EW(IA-1)-EW(IA))*1.01/(DE(IA-1)-EDW(IA-1))
      SGND=SGND+G(IA-1)
      SUG=SUG+G(IA-1)
      GO TO 49
113 G(IA-1)=1.01*((GFH-SGMV)*(EW(IA-1)-EW(IA))-SGND*(EDW(IA-2)-EDW(IA-
      1)))/(DE(IA-1)-EDW(IA-1))
      SGND=SGND+G(IA-1)
      SUG=SUG+G(IA-1)
      GO TO 49
114 ZHD=ZHD+1.
      DPHD=(PN+1.2*ZHD)*1.E4
      PSP=PK+DPHD/2.E4
      VSP=WV(PSP,VTW(IA-1))
      HSP=DPHD*VSP*2.343E-3/0.77
      SPHMW=HSP*GFH/(0.9371*8.6E5)
      IF(ZHD-1.)115,115,116

```

```

116 G(IA-1)=1.01*(GFH*(EW(IA-1)-HSP-EW(IA))-SUG*(EDW(IA-2)-EW(IA)))
    1/(DE(IA-1)-EW(IA))
    SUG=SUG+G(IA-1)
    GO TO 49
115 G(IA-1)=1.01*GFH*(EW(IA-1)-HSP-EW(IA))/(DE(IA-1)-EW(IA))
    SUG=G(IA-1)
49 CONTINUE
    GCO=GFH-SUG
    CONMW=GCO*(EC-EKA)*(45./((TK-12.)*0.55-4.)+65./((TK-12.)*0.45))/1.
10E9
    VTNMW=GFH*HVT/8.6E5
    QNT=GFH*(EF-DE(1))
    GHT=GFH
    DE(18)=EC
    DO 141 IN=1,NST
    GHT=GHT-G(IN)
141 QNT=QNT+GHT*(DE(IN)-DE(IN+1))
    QTBMW=QNT/8.6E+5-VTNMW
    TBNMW=QTBMW*ETMT*ETGN
    TNNMW=TBNMW-SPHMW-SPNMW-CONMW
    CG=(ERA-ERE)*GRH
    ETNO=(TNNMW*8.6E5)/CG
    ETBO=TBNMW*8.6E5/CG
    IF(ABSF(1.-ETNO/ETNT0)-AB3)142,142,143
142 IF(ABSF(1.-ELN/TNNMW)-AB4)1142,1142,143
143 ETNT0=ETNO
    ZOP=1.
    GO TO 144
1142 QRMW=CG/8.6E5
    SPNPR=SPNMW*100./TNNMW
    SPHPR=SPHMW*100./TNNMW
    CONPR=CONMW*100./TNNMW
    VTPR=VTNMW*100./TNNMW
    PRINT 145
145 FORMAT(1H1/1HL,5X,25HPARAMETERZUSAMMENSTELLUNG/1HL,5X,7HREAKTOR)
    PRINT 146,PRE,TRE,ERE,QRMW
146 FORMAT(5X,8HEINTRITT,17X,2HP=,F8.2,4H(AT),5X,2HT=,F8.2,3H(C),5X,
    12HE=,F8.2,9H(KCAL/KG),5X,2HQ=,F8.2,6H(MWTH))
    PRINT 147,PRA,TRA,ERA
147 FORMAT(5X,8HAUSTRITT,17X,2HP=,F8.2,4H(AT),5X,2HT=,F8.2,3H(C),5X,
    12HE=,F8.2,9H(KCAL/KG))
    PRINT 154,DP(IG)
154 FORMAT(5X,13HDRUCKERHOEHG.,11X,3HDP=,F8.2,4H(AT))
    PRINT 148
148 FORMAT(1HL,5X,16HVORSCHALTTURBINE)
    PRINT 149,PF,TF,EF
149 FORMAT(5X,8HEINTRITT,17X,2HP=,F8.2,4H(AT),5X,2HT=,F8.2,3H(C),5X,
    12HE=,F8.2,9H(KCAL/KG))
    PRINT 150,PVTA,TVTA,EVTA
150 FORMAT(5X,8HAUSTRITT,17X,2HP=,F8.2,4H(AT),5X,2HT=,F8.2,3H(C),5X,
    12HE=,F8.2,9H(KCAL/KG))
    PRINT 152
152 FORMAT(1HL,5X,15HDAMPFVERDICHTER)
    PRINT 153,PLA,TLA,ELA
153 FORMAT(5X,8HEINTRITT,17X,2HP=,F8.2,4H(AT),5X,2HT=,F8.2,3H(C),5X,
    12HE=,F8.2,9H(KCAL/KG))
    PRINT 155
155 FORMAT(1HL,5X,11HKONDENSATOR)
    PRINT 156,PK,TK,EC
156 FORMAT(5X,8HEINTRITT,17X,2HP=,F8.4,4H(AT),5X,2HT=,F8.2,3H(C),5X,
    12HE=,F8.2,9H(KCAL/KG))

```

```

PRINT 157,PK,TK,EKA
157 FORMAT(5X,8HAUSTRITT,17X,2HP=,F8.4,4H(AT),5X,2HT=,F8.2,3H(C),5X,
12HE=,F8.2,9H(KCAL/KG))
PRINT 158,CONMW,M,VOLF
158 FORMAT(5X,15HLEISTUNGSBEDARF,10X,2HL=F8.3,4H(MW),9X,
116HZAHL DER FLUTEN=,I3,10X,10HVOL./FLUT=,F8.2,6H(M3/S))
PRINT 159,HAUS,GCO,EKS
159 FORMAT(5X,16HAUSTRITTSVERLUST,9X,2HH=,F8.2,9H(KCAL/KG),6X,
114HKOND.-MENGE =,E11.5,6H(KG/H),5X,13HNAESSEGEHALT=,F7.4)
PRINT 160,ETIHD,ETIMD
160 FORMAT(1HL,5X,17HEXPANSIONSVERLAUF/5X,13HWIRKUNGSGRAD,7X,
17HHOCHDR=,F8.5,20X,9HMITTELDR=,F8.5)
PRINT 161,PMD,TMD,EMD
161 FORMAT(5X,20HMITTELDRUCK EINTRITT,5X,2HP=,F8.2,4H(AT),5X,2HT=,
1F8.2,3H(C),5X,2HE=,F8.2,9H(KCAL/KG))
PRINT 162,PD,TD,ED
162 FORMAT(5X,14HSAETTIG.-LINIE,11X,2HP=,F8.2,4H(AT),5X,2HT=,
1F8.2,3H(C),5X,2HE=,F8.2,9H(KCAL/KG))
PRINT 163,(PND(I),END(I),EXND(I),I=1,J)
163 FORMAT(5X,17HNIEDERDRUCKSTUFEN,12X,4HP(I),15X,4HE(I),14X,4HX(I)/
110X,F29.4,11X,F8.2,F17.4)
PRINT 164,SPHMW,HSP,SPHPR
164 FORMAT(1HL,4X,27HHOCHDRUCKSPEISEPUMPE NEL=,F8.4,4H(MW),5X,
114HENTH.ERHOEHG.=,F8.3,5X,16HNEL/NNETTO-TURB=,F8.4,6H(PROZ))
PRINT 165,SPNMW,HSPN,SPNPR
165 FORMAT(5X,27HNIEDERDR.SPEISEPUMPE NEL=,F8.4,4H(MW),5X,
114HENTH.ERHOEHG.=,F8.3,5X,16HNEL/NNETTO-TURB=,F8.4,6H(PROZ))
PRINT 665,VTNMW,VTPR
665 FORMAT(5X,27HVORSCHALTTURBINE NEL=,F8.4,4H(MW),27X,
116HNEL/NNETTO-TURB=,F8.4,6H(PROZ))
PRINT 666,CONMW,CONPR
666 FORMAT(5X,27HKONDENSATOR NEL=,F8.4,4H(MW),27X,
116HNEL/NNETTO-TURB=,F8.4,6H(PROZ))
PRINT 166,NST,TV(IV)
166 FORMAT(1HL/1HL,5X,21HREGENERATIVVORWAERMG.,5X,11HSTUFENZAHL=,I3,
15X,14HVORWAERMTEMP.=,F7.2,3H(C))
PRINT 167,(G(IA),DE(IA),EDW(IA),EW(IA),DT(IA),VTW(IA),IA=1,NST)
167 FORMAT(1HL,41X,10HENTHALPIEN,27X,12HTEMPERATUREN/11X,4HG(I),
16H(KG/H),5X,10HDAMPFEINTR,5X,10HD.AUSTRITT,5X,10HWASS.AUSTR,5X,
210HDAMPFEINTR,5X,10HWASS.AUSTR/9X,E12.5,5F13.2)
PRINT 168,TBNMW,TNNMW
168 FORMAT(1HL,5X,21HTURBINENLEISTUNG (MW)/25X,7HBRUTTO=,F9.3,5X,
16HNETTO=,F9.3)
PRINT 169,ETBO,ETNO
169 FORMAT(6X,12HWIRKUNGSGRAD,7X,7HBRUTTO=,F8.5,5X,6HNETTO=,F8.5)
PRINT 189,GFH,GRH,GLH
189 FORMAT(6X,11HDAMPFMENGEN,8X,7HTURB. =,E11.5,2X,6HREAKT=,E11.5,2X,1
15HGES.VERD.MENGE=,E11.5,6H(GK/H))
ENTO(IV,IG)=ETNO
120 GFHA(IV)=GFH
IF(ZIOP-1.)184,501,501
184 IF(NV-3)177,178,179
177 PRINT 500
500 FORMAT(1HL,5X,64HZAHL DER VORWAERMTEMP. KLEINER ALS 3 KEINE OPTIM
1IERUNG MOEGLICH)
GO TO 501
179 OM=INTF((NV+1)/2)
NM=XFIXF(OM)
TV2=TV(NM)
ET2=ENTO(NM,IG)
GO TO 180

```

```

178 TV2=TV(2)
    ET2=ENTO(2,IG)
180 TV1=TV(1)
    TV3=TV(NV)
    ET1=ENTO(1,IG)
    ET3=ENTO(NV,IG)
    CZ=((TV1-TV2)*(ET1-ET3)-(TV1-TV3)*(ET1-ET2))/((TV2**2-TV1**2)*(TV1
1-TV3)+(TV1**2-TV3**2)*(TV1-TV2))
    BZ=(ET1-ET2-CZ*(TV1**2-TV2**2))/(TV1-TV2)
    AZ=ET1-BZ*TV1-CZ*TV1**2
    TVOP=-BZ/(2.*CZ)
    ETNOP=AZ+BZ*TVOP+CZ*TVOP**2
    PRINT 183,TVOP,AZ,BZ,CZ,ETNOP
183 FORMAT(1HL,5X,11HRECHENWERTE,5X,19HOPTIM.VORWAERMTEMP=,F7.2,3H(C),
    15X,2HA=,E11.4,5X,2HB=,E11.4,5X,2HC=,E11.4,5X,7HETAOPT=,F8.5)
    IF(TV(NV)-TVOP)181,181,182
181 PRINT 282
282 FORMAT(1HL,5X,45HOPTIMALE VORWAERMTEMP. GROESSER ALS ZULAESSIG)
    GO TO 501
182 ETNT0=ETNOP
    NV1=NV+1
    NV2=NV1
    TV(NV2)=TVOP
    ZIOP=1.
    GO TO 670
501 HVTA=HVT
    DO 9 IR=1,NV
      9 TV(IR)=TVI(IR)
128 CONTINUE
186 CONTINUE
187 CONTINUE
188 CONTINUE
    CALL EXIT

```

```

C   DAMPFKUEHLUNG MIT ZWISCHENUEBERHITZUNG
    DIMENSION DTW(10),PR(5),TR(5),DP(10),TV(10),GFHA(10),EW(21),END(15
1),E(15),PND(15),VND(15),EXND(15),SND(15),A(15),B(15),VTW(21),DE(21
2),DT(21),EDW(21),G(21),ENTO(10),PZU(3),TZU(5)
    READ INPUT TAPE 8,145,ETMVT,ETKV,ETIV,ETMV,VSM,PK1,ELN,ETOHD,
1ETOMD,ETMT,ETGN,AB1,AB2,AB3,AB4,NST,CP2,CP3,DTZU,CT,CTV,TVMX,CTV1
    READ INPUT TAPE 8,145,LP,(PR(IP),IP=1,LP),NT,(TR(IT),IT=1,NT),NP,
1(DP(IG),IG=1,NP),NZU,(TZU(IZ),IZ=1,NZU),MZ1,MZ2,NZP1,NZP2,TV(1)
    DTW(1)=7.
    DTW(2)=5.
    DTW(3)=3.
    DTW(4)=1.
    DTW(5)=-1.
    DTW(6)=-3.
    EHDI=HDI(180.,370.)
    EWI=WI(180.,340.)
    IF(TZU(1)-1.)309,309,310
309 ZTZ=0.
    NZU=2.
    GO TO 311
310 ZTZ=1.
311 P02=0.02
    T02=TS(P02)
    GVV=3.
    S021=WS(P02,T02)

```

```

S022=HDS(P02,T02)
E021=WI(P02,T02)
E022=HDI(P02,T02)
ETNT0=0.38
DO 188 IP=1,LP
PRA=PR(IP)
PZLE=0.99*PRA
PZLA=0.98*PZLE
PLA=0.98*PZLA
PF=PRA*(0.9646-7.08E-5*PRA)
PZU(2)=CP2*PF
PDLE=0.99*PZLA
PZU(3)=CP3*PF
TSRA=TS(PRA)
DO 187 IT=1,NT
TRA=TR(IT)
TLA=TS(PLA)
ELA=HDI(PLA,TLA)
SLA=HDS(PLA,TLA)
ERA=HDI(PRA,TRA)
EF=ERA
TF=TPE(PF,EF)
SF=HDS(PF,TF)
PMD=0.6*PF
TOH=TPS(PMD,SF)
EOH=HDI(PMD,TOH)
EZLE=ERA
IF(ZTZ-1.)312,313,313
312 NZU=2
TZU(1)=TF-DTZU
313 DO 186 M=MZ1,MZ2,2
DO 128 IG=1,NP
PRE=PRA+DP(IG)
TVA=TPS(PRE,SLA)
EVA=HDI(PRE,TVA)
HV=(EVA-ELA)/ETIV
ERE=HV+ELA
TRE=TPE(PRE,ERE)
ZOP=0.
DO 302 NZP=NZP1,NZP2
ETIHD=ETOH-0.003
ETIMD=ETOMD-0.004
DO 303 NZT=1,NZU
ZIOP=0.
NV1=1
NV2=3
670 DO 120 IV=NV1,NV2
ZITV=0.
ZOP=0.
SGTZ=0.
671 HVT=HV*GVVT/(ETMV*ETKV*ETMVT)
EVTA=EF-HVT
308 EMD=EF-(EF-EOH)*ETIHD
TMD=TPE(PMD,EMD)
SMD=HDS(PMD,TMD)
IF(EMD-EVTA)121,121,122
121 EOVT=EF-HVT/ETIHD
CALL ITHD(EOVT,SF,PVTA,TOVT)
TVTA=TPE(PVTA,EVTA)
GO TO 127
122 EOVT=EMD-(HVT-EF+EMD)/ETIMD

```

```

CALL ITHD(EOVT,SMD,PVTA,TOVT)
127 TVTA=TPE(PVTA,EVTA)
    TSMD=TS(PMD)
    IF(IV-1)373,374,373
374 PZU(1)=PVTA
373 PTZE=PZU(NZP)
    PTZA=PTZE*0.95
    IF(NZP-1)1371,372,1371
372 TZE=TVTA
    ETZE=EVTA
    GO TO 1320
1371 IF(PTZE-PMD)1317,1318,371
1318 ETZE=EMD
    GO TO 1319
1317 TOTZ=TPS(PTZE,SMD)
    EOTZ=HDI(PTZE,TOTZ)
    ETZE=EMD-(EMD-EOTZ)*ETIMD
    GO TO 1319
371 TOTZ=TPS(PTZE,SF)
    EOTZ=HDI(PTZE,TOTZ)
    ETZE=EF-(EF-EOTZ)*ETIHD
1319 TZE=TPE(PTZE,ETZE)
1320 STZE=HDS(PTZE,TZE)
    IF(ZTZ-1.)319,320,320
319 TZU(2)=TZE+(TZU(1)-TZE)*CT
320 TZA=TZU(NZT)
    IF(TZA-TZE)303,303,321
321 ETZA=HDI(PTZA,TZA)
    STZA=HDS(PTZA,TZA)
    IF(PTZE-PMD)317,316,316
316 TOMD=TPS(PMD,STZA)
    EOMD=HDI(PMD,TOMD)
    EMD=ETZA-(ETZA-EOMD)*ETIHD
    TMD=TPE(PMD,EMD)
    SMD=HDS(PMD,TMD)
    E02=EMD-ETIMD*(EMD-(E021+((SMD-S021)/(S022-S021))*(E022-E021)))
    S02=S021+((E02-E021)/(E022-E021))*(S022-S021)
    A02=(EMD-E02)/(SMD-S02)
    B02=EMD-A02*SMD
    SD=(838.-B02)/(A02+111.
    ED=A02*SD+B02
3 CALL ITHD(ED,SD,PD,TD)
    TSD=TS(PD)
    IF(ABSF(TSD-TD)-1.)1,1,2
2 ED=HDI(PD,TSD)
    SD=(ED-B02)/A02
    GO TO 3
1 AHD=(EF-ETZE)/(SF-STZE)
    ATZ=(ETZA-EMD)/(STZA-SMD)
    AMD=(EMD-ED)/(SMD-SD)
    BTZ=ETZA-ATZ*STZA
    BHD=EF-AHD*SF
    BMD=EMD-AMD*SMD
    EDE1=WI(PD,TD)
    EDE2=HDI(PD,TD)
    EDS1=WS(PD,TD)
    EDS2=HDS(PD,TD)
    EOM=EDE1+(SMD-EDS1)/(EDS2-EDS1)*(EDE2-EDE1)
    GO TO 324
317 E02=ETZA-ETIMD*(ETZA-(E021+((STZA-S021)/(S022-S021))*(E022-E021)))
    S02=S021+((E02-E021)/(E022-E021))*(S022-S021)

```

```

A02=(ETZA-E02)/(STZA-S02)
B02=ETZA-A02*STZA
SD=(838.-B02)/(A02+111.)
ED=A02*SD+B02
326 CALL ITHD(ED,SD,PD,TD)
TSD=TS(PD)
IF(ABSF(TSD-TD)-1.)323,323,325
325 ED=HDI(PD,TSD)
SD=(ED-B02)/A02
GO TO 326
323 AHD=(EF-EMD)/(SF-SMD)
AMD=(ETZA-ED)/(STZA-SD)
BMD=ETZA-AMD*STZA
BHD=EF-AHD*SF
AVTA=(EMD-ETZE)/(SMD-STZE)
BVTA=EMD-AVTA*SMD
324 TSTZE=TS(PTZE)
IF(IV-1)364,335,364
335 IF(CTV-1.)1335,364,364
1335 TV(1)=TS(PVTA)
IF(ABSF(1.-TVTA/TZE)-0.05)337,337,338
337 TV(2)=CTV*TV(1)
TV(3)=CTV*TV(2)
GO TO 364
338 IF(TSTZE-180.)340,340,341
341 TV(3)=180.
TV(2)=TSTZE
GO TO 364
340 TV(3)=TSTZE
TV(2)=TV(3)+(TV(1)+TV(3))*0.5
364 TW=TV(IV)
IF(TW-TSRA)129,129,130
130 IF(ZOP-1.)1130,129,129
1130 PRINT 131
131 FORMAT(1H1,10X,18HTW GROESSER TS(PR))
129 TSVTA=TS(PVTA)
IF(TW-TSVTA)132,133,133
133 TDV=TSVTA
ITDV=XFIXF(TDV)
IL=1
DO 138 IM=100,350,50
ITW=ABSF(DTW(IL))
IM1=IM+XFIXF(ITW)
IF(ITDV-IM1)139,139,140
140 IL=IL+1
138 CONTINUE
139 TW=TDV-DTW(IL)
TV(IV)=TW
GO TO 1132
132 IK=1
ITW=XFIXF(TW)
DO 1135 II=100,350,50
IF(ITW-II)1136,1136,1137
1137 IK=IK+1
1135 CONTINUE
1136 TDV=TW+DTW(IK)
VTW(1)=TW
1132 EW(1)=WI(PDLE,TW)
QRKC=ELN*8.6E5/ETNTO
GF1=QRKC*(EZLE-ELA)/(ERA-ERE)
IF(TDV-TSTZE)331,329,329

```



```

329 IF(SGTZ-1.)332,333,333
332 GFH=GF1/(EZLE-EW(1)+0.9*(ETZA-ETZE))
    GO TO 334
333 GFH=(QRKC*(EZLE-ELA)+SGTZ*(ETZA-ETZE)*(ERA-ERE))/
    1((EZLE-EW(1)+ETZA-ETZE)*(ERA-ERE))
    GO TO 334
331 GFH=GF1/(EZLE-EW(1)+ETZA-ETZE)
334 PK=PK1
    TK=TS(PK1)
    ETIHD=ETOHD-(4.E3*PF/((EF-EOH)*GFH))
    ETIMD=ETOMD-(1.E4*(PMD-PD)/(GFH*(EMD-EOM)))
    IF(ZITV-1.)8,368,368
368 END(1)=ED
    E(1)=ED
    PND(1)=PD
    VND(1)=HDV(PD,TD)
    EXND(1)=1.
    SND(1)=SD
    DO 4 J=2,15
    PND(J)=PND(J-1)/2.
    IF(PND(J)-PK1)5,5,4
  4 CONTINUE
  5 PND(J)=PK1
    ZJ=FLOATF(J)
    DO 7 I=2,J
    P=PND(I)
    T=TS(P)
    E1=WI(P,T)
    E2=HDI(P,T)
    S1=WS(P,T)
    S2=HDS(P,T)
    V1=WV(P,T)
    V2=HDV(P,T)
    EX=(A02*S1+B02-E1)/(E2-E1-A02*(S2-S1))
    E(I)=E1+EX*(E2-E1)
    END(I)=E(I)+(E(I-1)-E(I))*(0.5*(1.-EX))
    EXND(I)=(END(I)-E1)/(E2-E1)
    SND(I)=S1+EXND(I)*(S2-S1)
    VND(I)=V1*EXND(I)*(V2-V1)
    A(I)=(END(I-1)-END(I))/(SND(I-1)-SND(I))
  7 B(I)=END(I-1)-A(I)*SND(I-1)
    EK=END(J)
    VK=VND(J)
    EKS=EXND(J)
    GFS=(GFH-SUG)/3600.
    VOLS=GFS*VK
    PK=PND(J)
    VOLF=VOLS/FLOATF(M)
    IF(VOLF-VSM)19,19,20
19 VOLF=GFS*VK/FLOATF(M)
    HAUS=5.1875E-3*VOLF+2.925
    EC=EK+HAUS
    TK=TS(PK)
    EKA=WI(PK,TK)
    GO TO 8
20 VK=VSM/GFS*FLOATF(M)
    IF(VK-VND(1))33,34,35
34 EK=END(1)
    EKS=1.
    PK=PND(1)
    GO TO 19

```

```

33 EKAS=END(1)
   ABFR4=0.
   VKAS=VND(1)
   EKNS=1.1*END(1)
42 SKNS=(EKNS-BMD)/AMD
   CALL ITHD(EKNS,SKNS,PKNS,TKNS)
   VKNS=HDV(PKNS,TKNS)
   IF(ABSF(1.-VK/VKNS)-AB1)40,40,41
41 CS=(EKAS-EKNS)/(VKAS-VKNS)
   EKAS=EKNS
   VKAS=VKNS
   EKNS=EKAS+CS*(VK-VKAS)
   ABFR4=ABFR4+1.
   GO TO 42
40 EK=EKNS
   PK=PKNS
   EKS=5.
   TK=TKNS
   SK=SKNS
   GO TO 19
35 DO 99 IF=2,J
   IF(VK-VND(IF))100,101,99
99 CONTINUE
101 EK=END(J)
   PK=PND(J)
   EKS=EXND(J)
   SK=SND(J)
   TK=TS(PK)
   GO TO 19
100 VKS=VND(IF)
   ABFR5=0.
   PKS=PND(IF)
   CS=(PND(IF-1)-PND(IF))/(VND(IF-1)-VND(IF))
104 ABFR5=ABFR5+1.
   PK=PKS+CS*(VK-VKS)
   TK=TS(PK)
   EK1=WI(PK,TK)
   EK2=HDI(PK,TK)
   SK1=WS(PK,TK)
   SK2=HDS(PK,TK)
   VK1=WV(PK,TK)
   VK2=HDV(PK,TK)
   EXK=(A(IF)*SK1+B(IF)-EK1)/(EK2-EK1-A(IF)*(SK2-SK1))
   VKN=VK1+EXK*(VK2-VK1)
   IF(ABSF(1.-VK/VKS)-AB1)102,102,103
103 PKS=PK
   VKS=VKN
   GO TO 104
102 EK=EK1+EXK*(EK2-EK1)
   EKS=EXK
   SK=SK1+EXK*(SK2-SK1)
   GO TO 19
8 ZN=0.
   EKA=WI(PK,TK)
   ZND=0.
   ZHD=0.
   DEW=(EW(1)-EKA)/FLOATF(NST)
   SUG=0.
   SGND=0.
   IB=NST+1
   SGMV=0.

```

```

DO 70 IA=1,IB
IF(IA-1)74,74,75
75 IF(ZN-1.)675,775,775
775 PW=PKA+DPND*1.E-4+FLOATF(NST)-ZHD
GO TO 118
675 PW=PDLE+FLOATF(IA-1)*1.2
118 EW(IA)=EW(IA-1)-DEW
119 XCW=0.4136+1.545E-3*EW(IA)-1.854E-12*EW(IA)**4
HW=1.545E-3-7.416E-12*EW(IA)**3
50 TWE=XCW*647.3-273.15
FW=WI(PW,TWE)
XCW=XCW+HW*(EW(IA)-FW)
IF(ABSF(EW(IA)-FW)-0.1)52,52,50
52 TW=XCW*647.3-273.15
IK=1
ITW=XFIXF(TW)
DO 135 II=100,350,50
IF(ITW-II)136,136,137
137 IK=IK+1
135 CONTINUE
136 TDV=TW+DTW(IK)
74 VTW(IA)=TW
IF(TDV-TSTZE)345,346,346
345 IF(ZITV-1.)348,346,346
346 IF(TDV-TD)62,62,63
63 IF(TDV-TSMD)64,64,65
64 IF(TDV-TSTZE)349,350,350
350 AZZ=AVTA
BZZ=BVTA
GO TO 353
349 AZZ=AMD
BZZ=BMD
GO TO 353
65 IF(TDV-TSTZE)351,1352,352
352 AZZ=AHD
BZZ=BHD
GO TO 353
351 AZZ=ATZ
BZZ=BTZ
353 EDV=TDV*0.666+587.
68 SDV=(EDV-BZZ)/AZZ
CALL ITHD(EDV,SDV,PDV,TDV1)
TDV1=TS(PDV)
IF(ABSF(1.-TDV/TDV1)-AB2)66,66,67
67 EDV=EDV+(TDV-TDV1)*1.05
GO TO 68
62 PSD=PS(TDV)
S1D=WS(PSD,TDV)
S2D=HDS(PSD,TDV)
E1D=WI(PSD,TDV)
E2D=HDI(PSD,TDV)
DO 72 ID=2,J
IF(PSD-PND(ID))72,72,73
72 CONTINUE
73 AI=A(ID)
BI=B(ID)
EDV=E1D+((AI*S1D+BI-E1D)/(E2D-E1D-AI*(S2D-S1D)))*(E2D-E1D)
GO TO 66
1352 EDV=ETZE
66 DE(IA)=EDV
DT(IA)=TDV

```

```

PDS=PS(TDV)
EDW(IA)=WI(PDS,TDV)
IF(IA-1)49,49,78
78 IF(TW-160.)77,77,51
77 IF(ZN-1.)88,89,94
88 ZN=ZN+1.
IF(IB-IA)51,114,51
51 ZHD=ZHD+1.
IF(IA-2)81,81,82
81 G(1)=GFH*(EW(1)-EW(2))/(DE(1)-EDW(1))*1.01
SUG=G(1)
GO TO 49
82 DWV=EW(IA-1)-EW(IA)
DEDW=EDW(IA-2)-EDW(IA-1)
DD=DE(IA-1)-EDW(IA-1)
G(IA-1)=1.01*(GFH*DWV-SUG*DEDW)/DD
SUG=SUG+G(IA-1)
IF(ZN-1.)49,91,77
91 DPHD=(PDLE+1.2*ZHD)*1.E4
DPND=1.2E4*(FLOATF(NST)-ZHD)
PSP=(DPND+DPHD/2.)*1.E-4
PSPN=PK+DPND/2.E4
VSP=WV(PSP,VTW(IA))
HSP=DPHD*VSP*2.343E-3/0.77
SPHMW=HSP*GFH/(0.9371*8.6E5)
EW(IA)=EW(IA)+HSP
DWV=EW(IA-1)-EW(IA)
SUG=SUG-G(IA-1)
G(IA-1)=1.01*(GFH*DWV-SUG*DEDW)/DD
SUG=SUG+G(IA-1)
EW(IA)=EW(IA)-HSP
GO TO 49
89 ZN=ZN+1.
G(IA-1)=(((GFH-SUG)*(EW(IA-1)-EW(IA))-SUG*(EDW(IA-2)-EW(IA-1)))/(D
1E(IA-1)-EW(IA)))*1.01
SUG=SUG+G(IA-1)
SGMV=SUG
DPND=1.2E4*(FLOATF(NST)-ZHD)
PSPN=PK+(DPND/2.E4
VSPN=WV(PSPN,TK)
HSPN=DPND*VSPN*2.343E-3/0.77
SPNMW=HSPN*(GFH-SGMV)/(0.9371*8.6E5)
IF(IA-IB)10,49,10
10 DEW=(EW(IA)-EKA+HSPN)/(FLOATF(NST)-ZHD-1.)
GO TO 49
94 IF(ZN-2.)89,112,113
112 ZN=ZN+1.
G(IA-1)=(GFH-SGMV)*(EW(IA-1)-EW(IA))*1.01/(DE(IA-1)-EDW(IA-1))
SGND=SGND+G(IA-1)
SUG=SUG+G(IA-1)
GO TO 49
113 G(IA-1)=1.01*(((GFH-SGMV)*(EW(IA-1)-EW(IA))-SGND*(EDW(IA-2)-EDW(IA-
11)))/(DE(IA-1)-EDW(IA-1))
SGND=SGND+G(IA-1)
SUG=SUG+G(IA-1)
GO TO 49
114 ZHD=ZHD+1.
DPHD=(POLE+1.2*ZHD)*1.E4
PSP=PK+DPHD/2.E4
VSP=WV(PSP,VTW(IA-1))
HSP=DPHD*VSP*2.343E-3/0.77

```

```

SPHMW=HSP*GFH/(0.9371*8.6E5)
IF(ZHD-1.)115,115,116
116 G(IA-1)=1.01*(GFH*(EW(IA-1)-HSP-EW(IA))-SUG*(EDW(IA-2)-EW(IA)))
1/(DE(IA-1)-EW(IA))
SUG=SUG+G(IA-1)
GO TO 49
115 G(IA-1)=1.01*GFH*(EW(IA-1)-HSP-EW(IA))/(DE(IA-1)-EW(IA))
SUG=G(IA-1)
49 IF(DT(IA-1)-TSTZE)70,370,370
370 SGTZ=SUG
70 CONTINUE
348 IF(ZITV-1.)365,366,366
365 ZITV=1.
GO TO 671
366 GCO=GFH-SUG
VTNMW=GFH*HVT/(ETMV*ETKV*8.6E5)
CONMW=GCO*(EC-EKA)*(45./((TK-12.)*0.55-4.))+65./((TK-12.)*0.45))/1.
10E9
ZZU=0.
QNT=0.
GHT=GFH
EQT1=EF
IC=NST+1
DE(IC)=EC
DO 141 IN=1,IC
EQT2=DE(IN)
IF(DT(IN)-TSTZE)355,356,357
356 QNT=QNT+GHT*(EQT1-EQT2)
EQT1=ETZA
ZZU=1.
GO TO 360
355 IF(ZZU-1.)358,357,357
358 QNT=QNT+GHT*(EQT1-ETZE+ETZA-EQT2)
ZZU=1.
GO TO 361
357 QNT=QNT+GHT*(EQT1-EQT2)
361 EQT1=EQT2
360 GHT=GHT-G(IN)
141 CONTINUE
QTBMW=QNT/8.6E+5-VTNMW
TBNMW=QTBMW*ETMT*ETGN
TNNMW=TBNMW-SPHMW-SPNMW-CONMW
GLH=(GFH-SGTZ)*(ETZA-ETZE)+GFH*(ELA-EW(1))/(EF-ELA)
GRH=GFH+GLH
GVVT=GRH/GFH
CG=(ERA-ERE)*GRH
ETNO=(TNNMW*8.6E5)/CG
ETBO=(TBNMW*8.6E5)/CG
IF(ABSF(1.-ETNO/ETNT0)-AB3)142,142,143
142 IF(ABSF(1.-ELN/TNNMW)-AB4)1142,1142,143
143 ETNT0=ETNO
GVVT=GRH/GFH
ZOP=1.
GO TO 671
1142 QRMW=CG/8.6E5
SPNPR=SPNMW*100./TNNMW
SPHPR=SPHMW*100./TNNMW
CONPR=CONMW*100./TNNMW
VTPR=VTNMW*100./TNNMW
PRINT 145
145 FORMAT(1H1/      5X,25HPARAMETERZUSAMMENSTELLUNG/1HL,5X,7HREAKTOR)

```

```

PRINT 146,PRE,TRE,ERE,QRMW
146 FORMAT(5X,8HEINTRITT,17X,2HP=,F8.2,4H(AT),5X,2HT=,F8.2,3H(C),5X,
12HE=,F8.2,9H(KCAL/KG),5X,2HQ=,F8.2,6H(MWTH))
PRINT 147,PRA,TRA,ERA
147 FORMAT(5X,8HAUSTRITT,17X,2HP=,F8.2,4H(AT),5X,2HT=,F8.2,3H(C),5X,
12HE=,F8.2,9H(KCAL/KG))
PRINT 154,DP(IG)
154 FORMAT(5X,13HDRUCKERHOEHG.,11X,3HDP=,F8.2,4H(AT))
PRINT 148
148 FORMAT(1HL,5X,16HVORSCHALTTURBINE)
PRINT 149,PF,TF,EF
149 FORMAT(5X,8HEINTRITT,17X,2HP=,F8.2,4H(AT),5X,2HT=,F8.2,3H(C),5X,
12HE=,F8.2,9H(KCAL/KG))
PRINT 150,PVTA,TVTA,EVTA
150 FORMAT(5X,8HAUSTRITT,17X,2HP=,F8.2,4H(AT),5X,2HT=,F8.2,3H(C),5X,
12HE=,F8.2,9H(KCAL/KG))
PRINT 152
152 FORMAT(1HL,5X,15HDAMPFVERDICHTER)
PRINT 153,PLA,TLA,ELA
153 FORMAT(5X,8HEINTRITT,17X,2HP=,F8.2,4H(AT),5X,2HT=,F8.2,3H(C),5X,
12HE=,F8.2,9H(KCAL/KG))
PRINT 155
155 FORMAT(1HL,5X,11HKONDENSATOR)
PRINT 156,PK,TK,EC
156 FORMAT(5X,8HEINTRITT,17X,2HP=,F8.4,4H(AT),5X,2HT=,F8.2,3H(C),5X,
12HE=,F8.2,9H(KCAL/KG))
PRINT 157,PK,TK,EKA
157 FORMAT(5X,8HAUSTRITT,17X,2HP=,F8.4,4H(AT),5X,2HT=,F8.2,3H(C),5X,
12HE=,F8.2,9H(KCAL/KG))
PRINT 158,CONMW,M,VOLF
158 FORMAT(5X,15HLEISTUNGSBEDARF,10X,2HL=F8.3,4H(MW),9X,
116HZ AHL DER FLUTEN=,I3,10X,10HVOL./FLUT=,F8.2,6H(M3/S))
PRINT 159,HAUS,GC0,EKS
159 FORMAT(5X,16HAUSTRITTSVERLUST,9X,2HH=,F8.2,9H(KCAL/KG),8X,
112HKOND.-MENGE=,E11.5,6H(KG/H),5X,13HNAESSEGEHALT=,F7.4)
PRINT 160,ETIHD,ETIMD
160 FORMAT(1HL,5X,17HEXPANSIONSVERLAUF/5X,13HWIRKUNGSRADE,7X,
17HHOCHDR=,F8.5,20X,9HMITTELDR=,F8.5)
PRINT 362,PTZE,TZE,ETZE
362 FORMAT(5X,20HZWISCHENUEB EINTRITT,5X,2HP=,F8.2,4H(AT),5X,2HT=,F8.2
1,3H(C),5X,2HE=,F8.2,9H(KCAL/KG))
PRINT 363,PTZA,TZA,ETZA
363 FORMAT(5X,20HZWISCHENUEB AUSTRITT,5X,2HP=,F8.2,4H(AT),5X,2HT=,F8.2
1,3H(C),5X,2HE=,F8.2,9H(KCAL/KG))
PRINT 161,PMD,TMD,EMD
161 FORMAT(5X,20HMITTELDRUCK EINTRITT,5X,2HP=,F8.2,4H(AT),5X,2HT=,
1F8.2,3H(C),5X,2HE=,F8.2,9H(KCAL/KG))
PRINT 162,PD,TD,ED
162 FORMAT(5X,14HSAETTIG.-LINIE,11X,2HP=,F8.2,4H(AT),5X,2HT=,
1F8.2,3H(C),5X,2HE=,F8.2,9H(KCAL/KG))
PRINT 163,(PND(I),END(I),EXND(I),I=1,J)
163 FORMAT(5X,17HNIEDERDRUCKSTUFEN,12X,4HP(I),15X,4HE(I),14X,4HX(I)/
110X,F29.4,11X,F8.2,F17.4)
PRINT 164,SPHMW,HSP,SPHPR
164 FORMAT(1HL,4X,27HHOCHDRUCKSPEISEPUMPE NEL=,F8.4,4H(MW),5X,
114HENTH.ERHOEHG.=,F8.3,16HNEL/NNETTO-TURB=,F8.4,6H(PROZ))
PRINT 165,SPNMW,HSPN,SPNPR
165 FORMAT(5X,27HNIEDERDR.SPEISEPUMPE NEL=,F8.4,4H(MW),5X,
114HENTH.ERHOEHG.=,F8.3,16HNEL/NNETTO-TURB=,F8.4,6H(PROZ))
PRINT 665,VTNMW,VTPR
665 FORMAT(5X,27HVORSCHALTTURBINE NEL=,F8.4,4H(MW),27X,

```

```

116HNEL/NNETTO-TURB=,F8.4,6H(PROZ))
PRINT 666,CONMW,CONPR
666 FORMAT(5X,27HKONDENSATOR NEL=,F8.4,4H(MW),27X,
116HNEL/NNETTO-TURB=,F8.4,6H(PROZ))
PRINT 166,NST,TV(IV)
166 FORMAT(1H1/1HL,5X,21HREGENERATIVVORWAERMG.,5X,11HSTUFENZAHL=,I3,
15X,14HVORWAERMTEMP.=,F7.2,3H(C))
PRINT 167,(G(IA),DE(IA),EDW(IA),EW(IA),DT(IA),VTW(IA),IA=1,NST)
167 FORMAT(1HL,41X,10HENTHALPIEN,27X,12HTEMPERATUREN/11X,4HG(I),
16H(KG/H),5X,10HDAMPFEINTR,5X,10HD.AUSTRITT,5X,10HWASS.AUSTR,5X,
210HDAMPFEINTR,5X,10HWASS,AUSTR/9X,E12.5,5F15.2)
PRINT 168,TBNMW,TNNMW
168 FORMAT(1HL,5X,21HTURBINENLEISTUNG (MW)/25X,7HBRUTTO=,F9.3,5X,
16HNETTO=,F9.3)
PRINT 169,ETBO,ETNO
169 FORMAT(6X,12HWIRKUNGSGRAD,7X,7HBRUTTO=,F9.5,5X,6HNETTO=,F8.5)
PRINT 189,GFH,GRH,GLH
189 FORMAT(6X,11HDAMPFMENGEN,8X,7HTURB. =,E11.5,3X,6HREAKT=,E11.5,2X,1
15HGES.VERD.MENGE=,E11.5,6H(GK/H))
120 ENTO(IV)=ETNO
IF(ZIOP-1.)184,501,501
184 TV2=TV(2)
ET2=ENTO(2)
TV1=TV(1)
TV3=TV(3)
ET1=ENTO(1)
ET3=ENTO(3)
CZ=((TV1-TV2)*(ET1-ET3)-(TV1-TV3)*(ET1-ET2))/((TV2**2-TV1**2)*(TV1
1-TV3)+(TV1**2-TV3**2)*(TV1-TV2))
BZ=(ET1-ET2-CZ*(TV1**2-TV2**2))/(TV1-TV2)
AZ=ET1-BZ*TV1-CZ*TV1**2
TVOP=-BZ/(2.*CZ)
ETNOP=AZ+BZ*TVOP+CZ*TVOP**2
PRINT 183,TVOP,AZ,BZ,CZ,ETNOP
183 FORMAT(1HL,5X,11HRECHENWERTE,5X,19HOPTIM.VORWAERMTEMP=,F7.2,3H(C),
15X,2HA=,E11.4,5X,2HB=,E11.4,5X,2HC=,E11.4,5X,7HETAOPT=,F8.5)
IF(TVMX-TVOP)181,181,182
181 PRINT 282
282 FORMAT(1HL,5X,45HOPTIMALE VORWAERMTEMP. GROESSER ALS ZULAESSIG)
GO TO 501
182 ETNT0=ETNOP
NV1=IV+1
NV2=NV1
TV(NV2)=TVOP
ZIOP=1.
GO TO 670
501 CONTINUE
303 CONTINUE
302 CONTINUE
128 CONTINUE
186 CONTINUE
187 CONTINUE
188 CONTINUE
CALL EXIT

```

```

: EINGABEDATEN DER ZUSTANDSWERTE FUER WASSER ZUM PROGRAMM WEVS
L 1 0.0016210 379.2 0.8707
L 2 0.001695 390.8 0.8895
2 1 0.0016139 378.6 0.8694

```

2	2	0.001724	395.5	0.89675
3	1	0.0016071	378.1	0.8682
3	2	0.0017417	398.5	0.9015
3	3	0.001754	400.2	0.9042
4	1	0.0016006	377.6	0.8671
4	2	0.0017271	397.4	0.8990
4	3	0.001787	405.2	0.9116
5	1	0.0015944	377.1	0.8660
5	2	0.0017141	396.4	0.8973
5	3	0.001822	410.2	0.9191
6	1	0.0015885	376.6	0.8649
6	2	0.001702	395.4	0.8950
6	3	0.001862	415.35	0.92675
7	1	0.0015829	376.1	0.8639
7	2	0.001691	394.6	0.8935
7	3	0.001905	420.5	0.9346
8	1	0.0015775	375.7	0.8629
8	2	0.0016813	393.8	0.8915
8	3	0.001883	418.7	0.9315
8	4	0.001953	425.8	0.9429
9	1	0.0015723	375.3	0.8619
9	2	0.0016720	393.1	0.8900
9	3	0.001857	416.8	0.9285
9	4	0.00201	431.5	0.9516
10	1	0.0015624	374.5	0.8600
10	2	0.001655	391.8	0.8875
10	3	0.00181	413.4	0.9230
10	4	0.00214	444.7	0.9711
11	1	0.0015532	373.8	0.8582
11	2	0.0016400	390.7	0.8855
11	3	0.001773	411.0	0.9190
11	4	0.002085	443.6	0.9690
11	5	0.00238	463.6	0.9995
12	1	0.0015445	373.1	0.8566
12	2	0.0016270	389.5	0.8830
12	3	0.001740	408.9	0.9145
12	4	0.001956	436.1	0.9570
12	5	0.00543	582.3	1.1835

C	EINGABEDATEN DER ZUSTANDSWERT FUER DAMPF ZUM PROGRAMM HD			
1	1	0.01741	649.8	1.3372
2	1	0.01642	647.7	1.3302
2	2	0.01687	653.2	1.3390
3	1	0.01551	645.5	1.3233
3	2	0.01553	645.5	1.3235
3	3	0.01680	661.2	1.3495
4	1	0.01467	643.0	1.3160
4	2	0.01560	654.7	1.3365
5	1	0.01388	640.3	1.3088
5	2	0.01441	647.0	1.3225
5	3	0.01561	663.3	1.3467
6	1	0.01315	637.5	1.3015
6	2	0.01325	638.8	1.3045
6	3	0.01456	657.0	1.3340
7	1	0.01247	634.6	1.2942
7	2	0.01355	650.0	1.3210
7	3	0.01466	666.3	1.3455
8	1	0.01183	631.6	1.2868
8	2	0.01253	642.1	1.3060
8	3	0.01374	660.5	1.3335

9	1	0.01122	628.4	1.2795
9	2	0.01156	633.4	1.2890
9	3	0.01287	654.3	1.3210
9	4	0.01384	669.5	1.3456
10	1	0.01066	625.1	1.2719
10	2	0.01206	647.4	1.3080
10	3	0.01304	664.0	1.3350
10	4	0.01392	678.2	1.3566
11	1	0.01013	621.8	1.2647
11	2	0.01129	639.5	1.2935
11	3	0.01229	658.3	1.3245
11	4	0.01318	673.4	1.3468
12	1	0.00962	618.3	1.2571
12	2	0.01042	630.6	1.2770
12	3	0.01156	651.9	1.3130
12	4	0.01246	668.7	1.3370
13	1	0.009139	614.8	1.2496
13	2	0.00947	620.4	1.2585
13	3	0.01089	645.0	1.3005
13	4	0.01181	663.6	1.3270
13	5	0.01263	677.8	1.3489
14	1	0.008678	610.8	1.2419
14	2	0.01015	637.8	1.2870
14	3	0.01118	658.0	1.3165
14	4	0.01199	673.4	1.3400
15	1	0.008239	607.1	1.2340
15	2	0.00944	629.6	1.2720
15	3	0.01057	650.0	1.3050
15	4	0.01140	668.6	1.3305
15	5	0.01216	682.6	1.3518
16	1	0.007814	603.0	1.2259
16	2	0.00867	620.0	1.2540
16	3	0.00996	645.6	1.2935
16	4	0.01083	663.5	1.3205
16	5	0.01160	678.4	1.3433
17	1	0.00740	598.5	1.2170
17	2	0.00788	608.4	1.2325
17	3	0.00935	638.6	1.2810
17	4	0.01030	658.2	1.3105
17	5	0.01106	674.1	1.3348
18	1	0.00700	593.5	1.2079
18	2	0.00705	594.7	1.2090
18	3	0.00874	630.6	1.2675
18	4	0.00978	652.6	1.3000
18	5	0.01055	669.6	1.3262
18	6	0.01125	683.8	1.3474
19	1	0.00661	588.5	1.1990
19	2	0.00811	621.4	1.2515
19	3	0.00926	646.8	1.2895
19	4	0.01006	665.1	1.3175
19	5	0.01077	679.8	1.3395
20	1	0.00622	582.2	1.1880
20	2	0.00745	610.8	1.2330
20	3	0.00874	639.6	1.2780
20	4	0.00959	660.2	1.3080
20	5	0.01030	675.7	1.3316
21	1	0.00541	567.8	1.1631
21	2	0.00594	581.8	1.1825
21	3	0.00770	626.4	1.2535
21	4	0.00869	649.6	1.2885
21	5	0.00945	667.4	1.3155

21	6	0.01009	681.9	1.3372
22	1	0.00444	545.5	1.1264
22	2	0.00663	609.0	1.2245
22	3	0.00782	637.6	1.2675
22	4	0.00862	658.3	1.2990
22	5	0.00930	674.0	1.3225
22	6	0.00990	688.2	1.3430
23	1	0.001956	436.1	0.9570
23	2	0.00543	582.3	1.1835
23	3	0.00695	623.4	1.2440
23	4	0.00784	648.0	1.2810
23	5	0.00855	665.5	1.3075
23	6	0.00916	681.0	1.3300
24	1	0.001894	431.4	0.9485
24	2	0.00370	526.3	1.0950
24	3	0.00605	607.0	1.2170
24	4	0.00708	636.3	1.2610
24	5	0.00785	656.5	1.2930
24	6	0.00850	673.5	1.3160
24	7	0.00907	688.0	1.3315
25	1	0.001850	428.0	0.9425
25	2	0.00238	471.4	1.0070
25	3	0.00511	585.6	1.1825
25	4	0.00635	623.0	1.2395
25	5	0.00719	646.8	1.2745
25	6	0.00788	665.5	1.3015
25	7	0.00845	681.0	1.3240
26	1	0.001815	425.3	0.9375
26	2	0.00217	458.6	0.9890
26	3	0.00397	555.6	1.1365
26	4	0.00562	607.8	1.2145
26	5	0.00655	636.0	1.2560
26	6	0.00729	657.0	1.2865
26	7	0.00787	672.0	1.3110
27	1	0.001783	423.0	0.9335
27	2	0.00205	451.3	0.9770
27	3	0.00301	519.2	1.0800
27	4	0.00490	589.4	1.1850
27	5	0.00595	623.9	1.2360
27	6	0.00671	648.0	1.2710
27	7	0.00732	666.5	1.2975
27	8	0.00785	682.2	1.3200
28	1	0.001760	421.0	0.9295
28	2	0.00198	446.3	0.9685
28	3	0.00258	494.2	1.0425
28	4	0.00419	567.6	1.1520
28	5	0.00536	610.2	1.2195
28	6	0.00616	637.9	1.2545
28	7	0.00681	658.7	1.2840
28	8	0.00735	675.5	1.3080
28	9	0.00785	690.2	1.3284
29	1	0.00174	419.3	0.9265
29	2	0.00192	442.4	0.9620
29	3	0.00232	479.6	1.0185
29	4	0.00355	544.0	1.1150
29	5	0.00479	595.0	1.1910
29	6	0.00565	627.0	1.2370
29	7	0.00633	650.1	1.2700
29	8	0.00689	668.5	1.2960
29	9	0.00739	684.1	1.3175
30	1	0.001723	417.8	0.9235

30	2	0.001875	439.5	0.9565
30	3	0.00217	470.4	1.0040
30	4	0.00301	523.4	1.0835
30	5	0.00424	578.8	1.1660
30	6	0.00517	615.0	1.2185
30	7	0.00588	641.1	1.2550
30	8	0.00645	661.1	1.2840
30	9	0.00695	677.8	1.3070
30	10	0.00740	692.4	1.3266
31	1	0.00171	416.4	0.9210
31	2	0.00184	437.0	0.9525
31	3	0.00207	464.3	0.9940
31	4	0.00266	507.9	1.0595
31	5	0.00371	562.0	1.1405
31	6	0.00471	602.3	1.1985
31	7	0.00544	631.8	1.2400
31	8	0.00603	653.6	1.2710
31	9	0.00655	671.4	1.2955
31	10	0.00700	686.7	1.3165
31	11	0.00741	700.6	1.3353
32	1	0.001692	415.1	0.9180
32	2	0.00182	434.8	0.9485
32	3	0.00201	460.1	0.9870
32	4	0.00245	496.7	1.0420
32	5	0.00329	545.8	1.1150
32	6	0.00429	589.2	1.1780
32	7	0.00503	622.0	1.2240
32	8	0.00563	645.6	1.2585
32	9	0.00617	664.5	1.2840
32	10	0.00663	681.0	1.3065
32	11	0.00703	695.3	1.3259
33	1	0.001682	414.0	0.9160
33	2	0.001792	433.0	0.9455
33	3	0.00196	456.6	0.9805
33	4	0.00230	488.6	1.0290
33	5	0.00297	531.6	1.0920
33	6	0.00390	576.0	1.1575
33	7	0.00463	612.0	1.2085
33	8	0.00525	637.3	1.2450
33	9	0.00581	657.6	1.2725
33	10	0.00627	674.9	1.2965
33	11	0.00668	690.0	1.3166
34	1	0.00167	413.0	0.9135
34	2	0.00177	431.5	0.9420
34	3	0.00192	453.8	0.9755
34	4	0.00220	482.5	1.0190
34	5	0.00274	520.2	1.0745
34	6	0.00353	563.3	1.1380
34	7	0.00426	601.5	1.1925
34	8	0.00490	628.8	1.2310
34	9	0.00547	650.4	1.2610
34	10	0.00593	668.8	1.2860
34	11	0.00634	684.5	1.3075
34	12	0.00672	698.8	1.3263
35	1	0.00166	412.1	0.9110
35	2	0.00176	430.0	0.9390
35	3	0.00189	451.2	0.9710
35	4	0.00212	477.7	1.0110
35	5	0.00257	511.4	1.0610
35	6	0.00323	552.0	1.1205
35	7	0.00394	591.0	1.1760

35	8	0.00458	620.0	1.2170
35	9	0.00515	643.2	1.2490
35	10	0.00560	662.4	1.2760
35	11	0.00602	679.0	1.2980
35	12	0.00641	693.9	1.3176
36	1	0.00165	411.2	0.9090
36	2	0.00174	428.7	0.9365
36	3	0.00187	448.9	0.9670
36	4	0.00206	473.7	1.0045
36	5	0.00243	504.4	1.0500
36	6	0.00298	541.9	1.1045
36	7	0.00364	580.4	1.1600
36	8	0.00427	611.0	1.2030
36	9	0.00484	635.6	1.2370
36	10	0.00529	656.0	1.2650
36	11	0.00572	673.4	1.2885
36	12	0.00611	688.8	1.3090
37	1	0.001648	410.4	0.9075
37	2	0.001725	429.6	0.9340
37	3	0.00184	446.9	0.9685
37	4	0.00216	470.2	0.9985
37	5	0.00232	498.6	1.0405
37	6	0.00278	532.8	1.0905
37	7	0.00337	570.4	1.1440
37	8	0.00399	602.0	1.1890
37	9	0.00455	628.0	1.2250
37	10	0.00501	649.5	1.2545
37	11	0.00544	667.8	1.2790
37	12	0.00583	683.8	1.3004
37	13	0.00618	698.2	1.3195
38	1	0.00163	409.7	0.9055
38	2	0.00171	426.4	0.9315
38	3	0.00182	445.1	0.9600
38	4	0.00198	467.3	0.9930
38	5	0.00224	493.7	1.0325
38	6	0.00262	525.0	1.0785
38	7	0.00315	561.4	1.1300
38	8	0.00373	593.2	1.1755
38	9	0.00428	620.2	1.2125
38	10	0.00475	642.9	1.2440
38	11	0.00518	662.2	1.2700
38	12	0.00556	678.7	1.2919
38	13	0.00591	693.6	1.3115
39	1	0.001618	408.9	0.9040
39	2	0.00170	425.3	0.9290
39	3	0.00180	443.6	0.9570
39	4	0.001945	464.7	0.9885
39	5	0.002165	489.3	1.0255
39	6	0.00250	518.5	1.0680
39	7	0.00296	553.2	1.1170
39	8	0.00350	585.0	1.1625
39	9	0.00403	612.4	1.2010
39	10	0.00450	636.2	1.2335
39	11	0.00493	656.4	1.2605
39	12	0.00530	673.4	1.2835
39	13	0.00566	688.9	1.3036
40	1	0.001608	408.2	0.9020
40	2	0.001684	424.4	0.9270
40	3	0.001786	442.1	0.9540
40	4	0.00192	462.3	0.9845
40	5	0.00211	485.6	1.0190

40	6	0.00240	513.0	1.0590
40	7	0.00280	545.7	1.1055
40	8	0.00330	577.1	1.1505
40	9	0.00381	604.9	1.1890
40	10	0.00427	629.6	1.2230
40	11	0.00470	650.5	1.2510
40	12	0.00507	668.2	1.2750
40	13	0.00542	684.2	1.2958