Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung

Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine

Band: 83 (1965)

Heft: 45

Artikel: Zustandsfunktionen, Arbeitsbilanzen, Verluste und thermodynamischer Wirkungsgrad

Autor: Borel, Lucien

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-68303

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 26.07.2025

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

ORGAN DES SCHWEIZERISCHEN INGENIEUR- UND ARCHITEKTEN-VEREINS S.I.A. UND DER GESELLSCHAFT EHEMALIGER STUDIERENDER DER EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN HOCHSCHULE G.E.P.

Zustandsfunktionen, Arbeitsbilanzen, Verluste und thermodynamischer Wirkungsgrad

Von **Lucien Borel**, Professor an der Ecole Polytechnique de l'Université de Lausanne DK 536.7.001

Dieser Aufsatz ist in französischer Sprache erschienen im «Bulletin Technique de la Suisse Romande», 91. Jahrgang, Nrn. 19 und 20, 1965.

Einleitung

In der technischen Wärmelehre sind die Begriffe der inneren Energie, der Enthalpie, der Arbeit und der Wärme wohlbekannt. Sie ermöglichen es, auf klare Weise Energiebilanzen im Sinne des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik aufzustellen. Demgegenüber geben die Begriffe der thermodynamischen Verluste und des thermodynamischen Wirkungsgrades verschiedenen Auslegungen Raum. Viele Auseinandersetzungen entstanden über die Art, die Arbeitsbilanzen gemäss dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik auszudrücken.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, eine Axiomatik zu entwickeln, welche es auf klare, genaue und bequeme Weise gestattet, die Begriffe der thermodynamischen Verluste und eines thermodynamischen Wirkungsgrades darzustellen. Die Arbeit richtet sich hauptsächlich an auf dem Gebiet der Wärmetechnik tätige Maschineningenieure, denen sie ein Arbeitsinstrument an die Hand geben will, das auf einer gewissen Zahl praktischer Regeln beruht. Sie soll es ermöglichen, die thermodynamischen Verluste in jedem beliebigen noch so verwickelten Prozess festzustellen, richtig zu bewerten und den thermodynamischen Wirkungsgrad eines ganzen Prozesses, einer thermischen Maschine oder auch eines blossen Teiles einer solchen unzweideutig zu ermitteln.

Jeder Versuch, dem Ingenieur ein solches Werkzeug in die Hand zu geben, muss drei Schritte enthalten, nämlich:

- die Beschreibung klarer Grundbegriffe,
- die Aufstellung einer genauen Zeichensprache und
- die Einführung einer bequemen Ausdrucksweise.

Was die Grundbegriffe anbelangt, so haben wir uns zuerst auf die bedeutenden Arbeiten unserer Vorgänger gestützt, vor allem auf diejenigen, die im Literaturverzeichnis genannt sind. Die Probleme wurden aber neu durchdacht, was zum Vorschlag gewisser neuer Begriffe führte. So führen wir für die geschlossenen Systeme die Begriffe «der Zustandsänderung zugeordnete Koarbeit» und «der Wärme zugeordnete Koarbeit» ein, desgleichen für die offenen stationären Systeme die Begriffe «der Zustandsänderung zugeordnete Koleistung» und «der Wärme zugeordnete Koleistung». Der thermodynamische Wirkungsgrad wird auf neue, völlig umfassende Weise definiert. Inbezug auf Zeichensprache und Ausdrucksweise wurden einige neue Benennungen eingeführt, so diejenigen einer «Koenergie» und einer «Koenthalpie». Vielleicht werden sich einige Leser an diesen Neuerungen stossen. Wir bitten sie aber, uns die Schwierigkeit der gestellten Aufgabe zugutezuhalten.

Bezeichnungen

Grosse Buchstaben

A^-	Nach aussen gelieferte Arbeit eines geschlossenen Systems	
$A^{-\prime}$	Nach aussen gelieferte effektive Arbeit eines geschlossenen Systems	
$A^-_{\max}{}'$	Maximale effektive Arbeit	
$A^+_m{}'$	Effektive der Masse zugeordnete Koarbeit, die ein geschlossenes System von aussen erhält	
A^+_q	Der Wärme zugeordnete Koarbeit, die ein geschlossenes System von aussen erhält	
C	Geschwindigkeit eines strömenden Teilchens	
$\dot{E}^-$	Technische Leistung, die ein offenes System nach aussen liefert	
$\dot{E}^-_{\max}$	Maximale technische Leistung	
$\dot{E}^+_m$	Der Zustandsänderung zugeordnete technische Koleistung, die ein offenes System von aussen erhält	
$\dot{E}^+_q$	Der Wärme zugeordnete technische Koleistung, die ein offenes System von aussen erhält	
H	Enthalpie:	$H = U + VP$
H_{cz}	Totale Enthalpie:	$H_{cz} = U_{cz} + VP$
J	Innere Koenergie:	$J = U - T_a S$
J_{cz}	Totale innere Koenergie:	$J_{cz} = U_{cz} - T_a S$
J'	Effektive Koenergie:	$J' = U - T_a S + P_a V$
J'_{cz}	Totale effektive Koenergie:	$J'_{cz} = U_{cz} - T_a S + P_a V$
K	Koenthalpie:	$K = H - T_a S$
K_{cz}	Totale Koenthalpie:	$K_{cz} = H_{cz} - T_a S$
L	Thermodynamische Arbeitsverluste	
$\dot{L}$	Thermodynamische Leistungsverluste	
M^+	Von aussen zugeführte Masse	
$\dot{M}^+$	Von aussen kommender Massenfluss	
P	Druck	
P_a	Bezugsdruck (Atmosphäre)	
Q^+	Von aussen zugeführte Wärme	
$\dot{Q}^+$	Von aussen kommender Wärmefluss	
R	Dissipation	
$\dot{R}$	Dissipationsleistung	
S	Entropie	
T	Absolute Temperatur	
T_a	Bezugstemperatur (Atmosphäre)	
U	Innere Energie	
U_{cz}	Totale Energie:	$U_{cz} = U + Mc + Mz$
V	Volumen	
Z	Höhe eines strömenden Teilchens	

Kleine Buchstaben

c	Kinetische Energie pro Masseneinheit: $c = C^2/2$
c	Spezifische Wärme eines festen oder flüssigen Mediums
c_p	Spezifische Wärme bei konstantem Druck
c_v	Spezifische Wärme bei konstantem Volumen
d	Bezeichnung des totalen Differentials
g	Erdbeschleunigung
z	Potentielle Energie pro Masseneinheit: $z = g\,Z$

Griechische Buchstaben

α_v	*TP*-Koeffizient bei konstantem Volumen:	$\alpha_v = \frac{P}{T}\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_v$
β_p	*Tv*-Koeffizient bei konstantem Druck:	$\beta_p = \frac{v}{T}\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_P$
δ	Bezeichnung des Differentials	
η_{th}	Thermodynamischer Wirkungsgrad	
ϱ	Dissipationskoeffizient	

Bemerkung

Die als Exponent gesetzten + und — Zeichen geben an, dass eine Grösse von aussen erhalten bzw. vom System nach aussen abgegeben wird. Ein Zeichenwechsel im Exponenten kommt einem Vorzeichenwechsel gleich.

Beispiel: $Q^+ = -Q^-$

Von einer absoluten Grösse kommt man zu der auf die Masseneinheit bezogenen Grösse durch Vertauschung des grossen Buchstabens mit dem entsprechenden kleinen.

Beispiel: $q^+ = \frac{Q^+}{M}$ oder $q^+ = \frac{\dot{Q}^+}{\dot{M}}$

1. Koenergie

Wir betrachten die *innere Koenergie* von vornherein als eine abgeleitete Zustandsgrösse, herrührend aus der Kombination der Zustandsgrössen U und S. Die *innere Koenergie* eines Systems definieren wir durch die Beziehung:

1.1 $$\boxed{J = U - T_a S}$$

Es erweist sich als vorteilhaft, eine von J leicht abweichende Zustandsgrösse einzuführen, die wir *effektive Koenergie* nennen. Sie ist ebenfalls eine abgeleitete Zustandsfunktion, aufgebaut aus den Zustandsgrössen U, S und V. Die *effektive Koenergie* eines Systems definieren wir durch die Beziehung:

1.2 $$\boxed{J' = U - T_a S + P_a V}$$

P_a und T_a sind darin *Festwerte für Druck und Temperatur eines unendlich ausgedehnten Bezugsmediums, welches sich in mechanischem und thermodynamischem Gleichgewicht befindet.* Wir stellen gleich fest, dass für die Probleme der thermischen Maschinen dieses Bezugsmedium die *Atmosphäre* sein wird. Im folgenden werden also P_a und T_a mittlere Werte für den Druck und die Temperatur der Atmosphäre sein. Die Grösse J' wird beim Studium der maximalen effektiven Arbeit, die ein geschlossenes System liefern kann, eine wichtige Rolle spielen, vgl. darüber Kap. 3.

M. Gouy hat sie im Jahre 1889 unter dem Namen der nutzbaren Energie («énergie utilisable») eingeführt. Diese Bezeichnung ist nicht glücklich, weil der Ausdruck «nutzbar» zu unbestimmt wirkt und sich auf eine jegliche Grösse beziehen kann, die zu irgendeinem Zwecke «nutzbar» ist. M. Gouy meinte zweifelsohne «nutzbar zur Erzeugung von Arbeit». Wir werden sehen, dass tatsächlich nicht J' selbst, sondern der Zuwachs $\Delta J'$ einer Arbeit entspricht. Da aber die Grösse J' für den Ingenieur eine bedeutende Rolle spielen kann, sei ihr ein besonderer Ausdruck zugedacht, wobei der ursprüngliche Gedanke von der inneren Energie beibehalten wird. Daher sei hier vorgeschlagen, den Ausdruck «nutzbare Energie» durch die Bezeichnung «Koenergie» zu ersetzen, die uns klar, genau und bequem scheint.

Mit den Adjektiven «innen» und «effektiv» werden die Funktionen J und J', dort wo es nötig ist, unterschieden. Da im folgenden nur J' gebraucht wird, nennen wir vereinfachend die Grösse J' einfach die Koenergie und lassen das Wort «effektiv» weg.

Als *totale Koenergie* J'_{cz} führen wir die Summe aus Koenergie, kinetischer Energie und Lageenergie im Schwerefeld ein, d. h. also:

1.3 $$J'_{cz} = J' + M\frac{\overline{C}^2}{2} + M g \overline{Z}$$

Bezogen auf die Masseneinheit, lautet die Beziehung:

1.4 $$j'_{cz} = j' + c + z$$

So gilt also folgendes:

1.5 $$J' = U - T_a S + P_a V \qquad j' = u - T_a s + P_a v$$

1.6 $$J'_{cz} = U_{cz} - T_a S + P_a V \qquad j'_{cz} = u_{cz} - T_a s + P_a v$$

Wir stellen also auf Grund der Definitionsgleichung 1.2. fest, dass der Wert der Koenergie eines Systems in einem bestimmten Zustand festgelegt ist, sobald die Werte für die innere Energie und die Entropie, sowie diejenigen von P_a und T_a gegeben sind, d. h. sobald die additiven Konstanten der innern Energie und Entropie und die Werte von P_a und T_a gewählt sind.

Die Koenergie ist eine extensive Zustandsgrösse, d. h. die Koenergie eines mehrphasigen Systems ist gleich der Summe der Koenergien der einzelnen Phasen des Systems. Es gilt also:

1.7 $$J' = \sum_\alpha [J'_\alpha] \qquad J'_{cz} = \sum_\alpha [J'_{cz\alpha}]$$

Um ein klares Bild über das Verhalten der Koenergie eines Systems zu gewinnen, stellen wir sie im *T, s-Diagramm* dar. Die Bilder 1.1 und 1.2 zeigen als Beispiele diese Diagramme für Wasser und Luft. Zu ihrer Aufstellung wurde die Definitionsgleichung 1.5 der auf die Masseneinheit bezogenen Koenergie benützt und dies mit den Bezugswerten für Druck und Temperatur: $P_a = 1$ bar; $T_a = 15$ °C. In diesen Diagrammen sehen wir die *Kurvenschar gleicher Koenergie*, ausgedrückt durch $j' =$ konst., die Isobare für $P_a = 1$ bar, sowie die Isotherme $T_a = 15$ °C. Darüber hinaus enthält Bild 1.1 die Sättigungslinie, Bild 1.2 dagegen die Isochore gemäss der Beziehung:

$$v_a = \frac{r T_a}{P_a} = 0{,}829 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$$

Um einige geometrische Eigenschaften der Kurven gleicher Koenergie zu zeigen, schreiben wir die Differentialbeziehung, welche für eine Phase zwischen den Zustandsgrössen u, T und s existiert. Die Gleichung 1.5 lautet in differentieller Form:

1.8 $$d j' = d u - T_a d s + P_a d v$$

Unter Berücksichtigung der Definitionen für den TP-Koeffizienten bei konstantem Volumen α_v und die spezifische Wärme bei gleichem Volumen c_v lässt sich nun folgende Beziehung herleiten:

1.9 $$d j' = \left(1 - \frac{P_a}{P}\right)\alpha_v c_v d T - \left(\alpha_v - 1 + \frac{T_a}{T} - \alpha_v \frac{P_a}{P}\right) T d s$$

Die Kurven gleicher Koenergie, charakterisiert durch $j' =$ konst., d. h. $d j' = 0$, haben also folgende Neigung:

1.10 $$\frac{d T}{d s} = \frac{\left(\alpha_v - 1 + \frac{T_a}{T} - \alpha_v \frac{P_a}{P}\right)}{\alpha_v c_v \left(1 - \frac{P_a}{P}\right)}$$

Im allgemeinen wird für $P = P_a$ also $d T / d s = \infty$. Das bedeutet, *dass alle Kurven gleicher Koenergie in ihren Schnittpunkten mit der Isobaren $P = P_a$ eine senkrechte Tangente aufweisen.*

Für $\frac{T_a}{T} = 1 - \alpha_v + \alpha_v \frac{P_a}{P}$ wird $\frac{d T}{d s} = 0$.

Das bedeutet, *dass in allen Punkten, die obiger Beziehung genügen, die Kurven gleicher Koenergie eine waagrechte Tangente aufweisen.* Für $T = T_a$ wird $d T / d s = T_a / c_v$, *d.h. alle Kurven gleicher Koenergie besitzen in ihren Schnittpunkten mit der Isothermen $T = T_a$ die gleiche Tangente wie die Isochoren.*

Für *halbideale Gase* gilt die Gleichung $v P = r T$, woraus sich ergibt, dass: $\alpha_v = \beta_p = 1$, sowie dass u, h, c_v und c_p Funktionen von T allein sind. Damit wird die Beziehung 1.10 zu:

1.11 $$\frac{d T}{d s} = \frac{\left(\frac{T_a}{T} - \frac{P_a}{P}\right) T}{c_v \left(1 - \frac{P_a}{P}\right)} = -\frac{P P_a (v - v_a)}{r c_v (P - P_a)}$$

Wieder gilt für $P = P_a$ wie schon oben $d T / d s = \infty$. Für $v = v_a$ wird jedoch jetzt $d T / d s = 0$, *d. h. alle Kurven gleicher Koenergie haben in ihren Schnittpunkten mit der Isochoren $v = v_a$ eine horizontale Tangente.* Für $T = T_a$ gilt:

$$\frac{d T}{d s} = \frac{T_a}{c_v (T_a)} = \text{konst.}$$

d.h. alle Kurven gleicher Koenergie haben in den Schnittpunkten mit der Isothermen $T = T_a$ eine Tangente von gleicher Neigung und zwar ist diese Tangente dieselbe wie diejenige der Isochoren.

Alle die oben abgeleiteten Eigenschaften erscheinen deutlich in den Bildern 1.1 und 1.2. Die Luft kann ja im betrachteten Bereich für Druck und Temperatur mit guter Näherung als *halbideales Gas* betrachtet werden.

Bild 1.2 lässt besonders deutlich erkennen, dass die Kurven gleicher Koenergie geschlossen sind und den durch die Bezugswerte P_a und T_a gekennzeichneten Punkt F konzentrisch umgeben. In diesem Punkt F weist die Zustandsfläche $j' = j'(T,s)$ einen Extremalwert auf. Wir bestimmen nun die Art dieses Extremums:

Die Beziehung 1.9 ergibt für $P = P_a$:

$$d j' = (T - T_a) d s$$

Geht man auf der Isobaren $P = P_a$ von links nach rechts, so ist $d s > 0$, also gilt:

für $T \leq T_a$ $\qquad d j' \leq 0$

und für $T \geq T_a$ $\qquad d j' \geq 0$

Der betrachtete Extremalwert ist demnach ein *Minimum*, den wir im folgenden $j'_{\min}$ nennen werden. *Die Zustandsfläche j' (T, s) hat also*

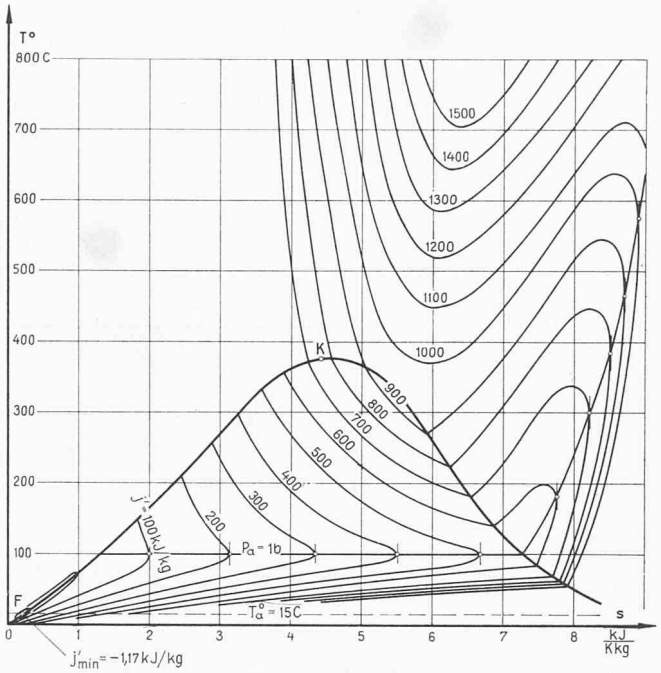

Bild 1. 1. Kurven gleicher Koenergie für Wasser im T-s-Diagramm

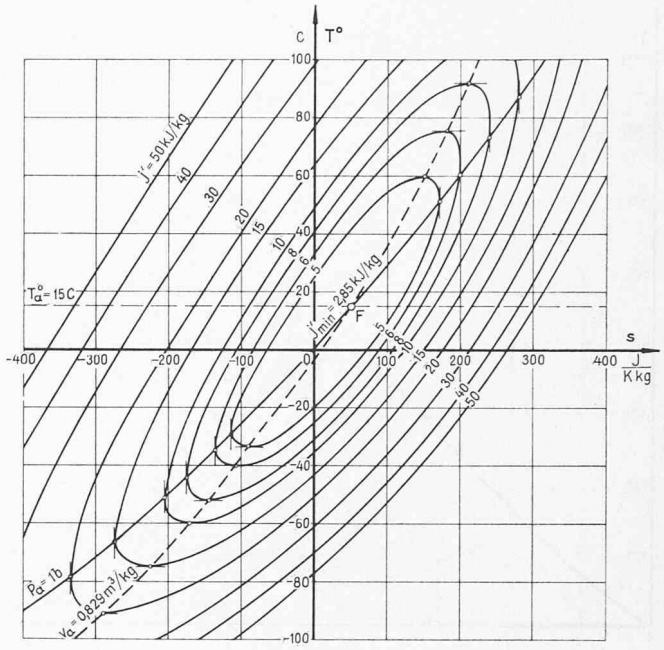

Bild 1. 2. Kurven gleicher Koenergie für Luft im T-s-Diagramm

den Charakter eines Loches, dessen Grund der Punkt F bildet. Dieser ist durch die Bezugswerte P_a und T_a gegeben und weist die Kote $j'_{\min}$ auf.

Diese Eigenschaft der auf die Masseneinheit bezogenen Koenergie ist äusserst bemerkenswert. In Kap. 3 werden wir sehen, dass man den Punkt F erreicht, wenn das System sich in mechanischem und thermischem Gleichgewicht mit der Atmosphäre befindet, und dass dieses Gleichgewicht stabil ist. Aus dieser Bemerkung lässt sich bereits ersehen, dass der Begriff der Koenergie für den Ingenieur von Interesse sein muss.

2. Koenthalpie

Entsprechend der im vorstehenden Kapitel definierten Koenergie betrachten wir die *Koenthalpie* von vornherein als eine abgeleitete Zustandsgrösse, herrührend aus der Kombination der Zustandsgrössen H und S. Die *Koenthalpie* eines Systems definieren wir durch die Beziehung:

2.1 $$\boxed{K = H - T_a S}$$

T_a ist darin wieder ein Mittelwert der atmosphärischen Temperatur. Die Einführung der Grösse K rechtfertigt sich durch die wichtige Rolle, die sie beim Studium der maximalen technischen Arbeit spielt, die ein offenes System liefern kann, s. Kap. 4.

Seit den Arbeiten von M. Gouy wurden der der Grösse K entsprechende Begriff sowie die von ihr abgeleiteten Begriffe von einer Anzahl Forscher und Praktiker vertieft und weiterentwickelt. Leider konnte noch keine Vereinheitlichung erzielt werden, weder in den Grundlagen, noch in den Ausdrücken und Symbolen. Hier z. B. eine Reihe von Ausdrücken, die man von obigem Begriff in den Arbeiten findet: technische Arbeitsfähigkeit, Exergie, «enthalpie utilisable», «travail maximum», «travail utilisable», «travail maximum utilisable», «travail technique maximum», «travail disponible». Ausserdem herrscht einige Verwirrung zwischen dieser Grösse K, ihrem Zuwachs und der maximalen technischen Arbeit $E_{\max}$, die man gewinnen kann. Möglicherweise ist dadurch auch die Zurückhaltung zu erklären, welche die Praktiker gegenüber diesen doch so fruchtbaren Begriffen hegen.

Auf den ersten Blick scheint es freilich, als ob mit dem neu vorgeschlagenen Ausdruck «Koenthalpie» die Lage noch verwickelter würde. Unsere Hoffnung geht aber im Gegenteil dahin, dass aus den schon im vorstehenden Kapitel genannten Gründen die neue Bezeichnung sich als klar, genau und bequem erweisen werde. Zunächst sei folgendes besonders festgehalten:

- Die Ausdrücke «Koenergie» und «Koenthalpie» entsprechen einander genau wie ihre Definitionen.
- Sie lassen sich leicht in die andern Sprachen übertragen («coénergie» – «coenthalpie» auf französisch, «coenergy» – «coenthalpy» auf englisch, «coenergia» – «coentalpia» auf italienisch).
- Durch die Ergänzung zu «totale Koenergie» bzw. «totale Koenthalpie» kann man, ohne neue Ausdrücke zu gebrauchen, bequem die kinetische Energie sowie die Lageenergie der Schwere einbeziehen.

Analog zur totalen Koenergie nach Gleichung 1.3 definieren wir die *totale Koenthalpie* durch die Gleichung:

2.2 $$K_{cz} = K + M\frac{C^2}{2} + M g Z$$

Bezogen auf die Masseneinheit gilt:

2.3 $$k_{cz} = k + c + z$$

Wir haben also:

2.4 $$K = H - T_a S \qquad k = h - T_a s$$

2.5 $$K_{cz} = H_{cz} - T_a S \qquad k_{cz} = h_{cz} - T_a s$$

Laut Gleichung 2.1 ist also der Wert der Koenthalpie eines Systems in einem bestimmten Zustand durch die Werte der Enthalpie und der Entropie sowie denjenigen von T_a gegeben, d. h. sobald die additiven Konstanten der Enthalpie und der Entropie sowie der Wert von T_a gewählt worden sind.

Die Koenthalpie ist im weitern eine extensive Zustandsgrösse, d. h. die Koenthalpie eines mehrphasigen Systems ist gleich der Summe der Koenthalpien der einzelnen Phasen des Systems. Es gilt also:

2.6 $$K = \sum_{\alpha}[K_{\alpha}] \qquad K_{cz} = \sum_{\alpha}[K_{cz\alpha}]$$

Um ein klares Bild vom Verhalten der Koenthalpie eines Systems zu gewinnen, stellen wir sie im T, s- und im h, s-Diagramm dar. Die Bilder 2.1 und 2.2 zeigen als Beispiele die T, s-*Diagramme* für Wasser und Luft. Zu ihrer Aufstellung wurde die Definitionsgleichung 2.4 für die auf die Masseneinheit bezogene Koenthalpie benützt mit $T_a = 15\,°C$ als Bezugswert für die Temperatur.

In diesen Diagrammen ist die *Kurvenschar gleicher Koenthalpie* gekennzeichnet durch k = konst. Bild 2.1 enthält ausserdem die Sättigungslinie.

Um einige geometrische Eigenschaften der Kurven gleicher Koenthalpie herzuleiten, gehen wir von der Differentialbeziehung aus, die zwischen den Zustandsgrössen k, T und s für eine Phase existiert. Die Gleichung 2.4 lautet in differentieller Form:

2.7 $$d k = d h - T_a d s$$

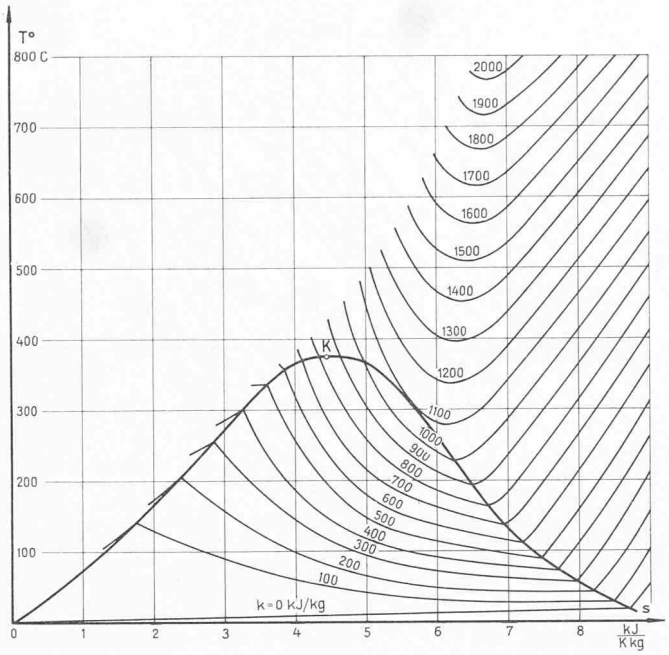

Bild 2. 1. Kurven gleicher Koenthalpie für Wasser im T-s-Diagramm

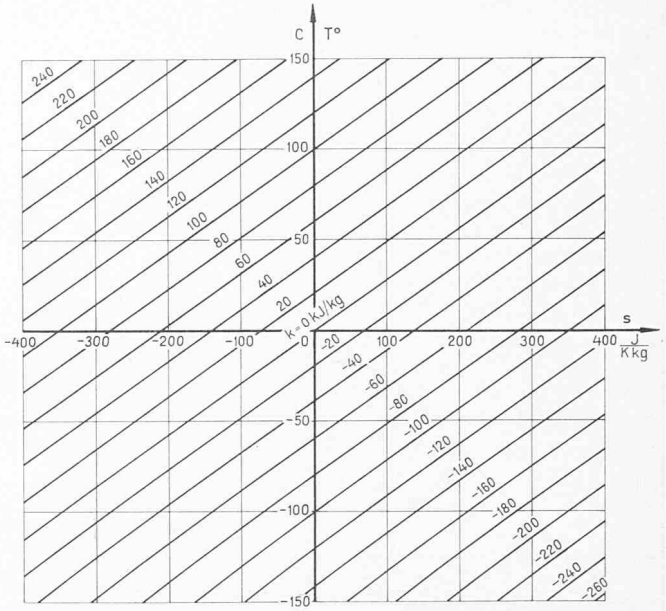

Bild 2. 2. Kurven gleicher Koenthalpie für Luft im T-s-Diagramm

Unter Berücksichtigung der Definitionen für den Tv-Koeffizienten bei konstantem Druck β_p und der spezifischen Wärme bei gleichem Druck c_p ergibt sich:

$$2.8 \qquad d\,k = \beta_p\, c_p\, d\,T - \left(\beta_p - 1 + \frac{T_a}{T}\right) T\, d\,s$$

Die Kurven gleicher Koenthalpie, gegeben durch k = konst., d. h. $d\,k = 0$, weisen also folgende Neigung auf:

$$2.9 \qquad \frac{d\,T}{d\,s} = \frac{\left(\beta_p - 1 + \frac{T_a}{T}\right) T}{\beta_p\, c_p}$$

Diese Beziehung zeigt, dass stets

für $\quad \dfrac{T_a}{T} = 1 - \beta_p \qquad \dfrac{d\,T}{d\,s} = 0$ wird,

d. h. dass alle Kurven gleicher Koenthalpie in den Punkten, die obiger Bedingung genügen, eine waagrechte Tangente besitzen.

Im Falle der *halbidealen Gase* gibt die Beziehung 2.9:

$$\frac{d\,T}{d\,s} = \frac{T_a}{c_p\,(T)} = f(T)$$

d. h. alle Kurven gleicher Koenthalpie weisen in den Punkten, wo sie die gleiche Isotherme T schneiden, eine Tangente gleicher Neigung auf. Speziell gilt für die Schnittpunkte mit der Isothermen $T = T_a$, dass die Tangenten mit denjenigen der Isobaren durch diese Punkte zusammenfallen. Man kann auch sagen, *dass alle Kurven gleicher Koenthalpie durch eine waagrechte Verschiebung längs der Axe s auseinander hervorgehen.*

Für *ideale Gase* vollends wird aus 2.9:

$$\frac{d\,T}{d\,s} = \frac{T_a}{c_p} = \text{konst.}$$

d. h. *alle Kurven gleicher Koenthalpie sind parallele Geraden mit gleicher Neigung, die gegeben ist durch die Neigung, welche die Isobaren in ihren Schnittpunkten mit der Isothermen $T = T_a$ besitzen.*

Diese oben abgeleiteten geometrischen Eigenschaften sind in den Bildern 2.1 und 2.2 deutlich zu erkennen. Die Luft kann wieder mit guter Näherung im betrachteten Bereich für Druck und Temperatur als halbideales Gas angesehen werden.

Im Gegensatz zu den Kurven gleicher Koenergie sind diejenigen gleicher Koenthalpie nicht geschlossen. Die Zustandsfläche $k = k\,(T, s)$ weist kein Extremum auf. Sie hat diesmal nicht den Charakter einer Vertiefung, sondern denjenigen einer *Bergflanke*.

Für *halbideale Gase* wird daraus eine *Regelfläche* mit geradlinigen Erzeugenden, die in zur Axe T senkrechten Ebenen liegen, denn Beziehung 2.8 liefert hier:

$$2.10 \qquad d\,k = c_p\,(T)\, d\,T - T_a\, d\,s$$

Für ideale Gase ist die Bergflanke eine *geneigte Ebene*, denn Gleichung 2.8 liefert nun die lineare Beziehung:

$$2.11 \qquad d\,k = c_p\, d\,T - T_a\, d\,s$$

Die Bilder 2.3 und 2.4 stellen als Beispiele *h, s-Diagramme* dar, und zwar wieder für Wasser und Luft. Sie wurden auf die gleiche Weise wie die T, s-Diagramme berechnet. Die Differentialbeziehung zwischen den Zustandsgrössen k, h und s ist durch Gl. 2.7 gegeben. Die Kurven gleicher Koenthalpie haben demnach die folgende Neigung:

$$2.12 \qquad \frac{d\,h}{d\,s} = T_a = \text{konst.}$$

Dies bedeutet, dass allgemein *alle Kurven gleicher Koenthalpie parallele Geraden sind, deren Neigung gleich ist der Temperatur T_a.* Diese geometrische Eigenschaft ist in den Bildern 2.3 und 2.4 ersichtlich.

Die Zustandsfläche $k = k\,(h, s)$ erweist sich als eine *geneigte Ebene*, da die Gleichung 2.7 linear ist.

Ferner zeigen die Bilder 2.3 und 2.4 klar den fundamentalen Unterschied zwischen den Begriffen der Enthalpie h und der Koenthalpie k.

3. Geschlossenes System – Koarbeit – maximale Arbeit – thermodynamische Verluste

Wir betrachten ein geschlossenes System, wie es Bild 3.1a oder allgemeiner Bild 3.1b zeigt. Dieses System kann mit verschiedenen thermischen Quellen Wärme austauschen. Es bedeuten:

δQ_i^+ die in der Zeit $d\,t$ von der Wärmequelle i bei der Temperatur T_i erhaltene Wärme

T_i die der Wärmequelle und dem System gemeinsame Temperatur längs der durch die gestrichelte Linie bezeichneten Grenze. (Im besondern Fall der Strahlung ist T_i die Temperatur an der Stelle, wo die Strahlungsenergie infolge Absorption oder Emission in Form von Wärme in Erscheinung tritt.)

δA^- die während der Zeit $d\,t$ nach aussen abgegebene Arbeit.

Aus dem ersten Hauptsatz der Wärmelehre folgt für die Variation der totalen Energie des Systems:

$$3.1 \qquad d\,U_{cz} = \sum_i [\delta\, Q_i^+] - \delta\, A^-$$

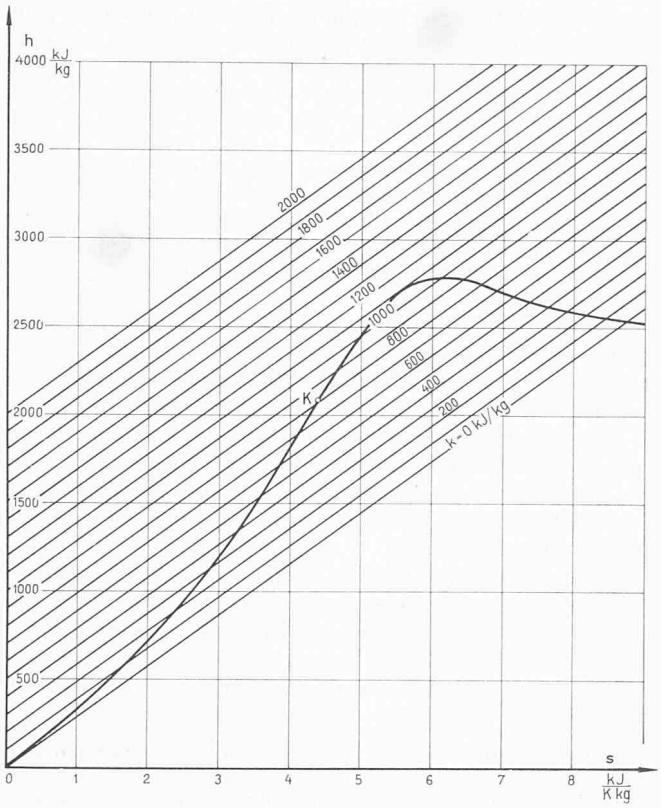

Bild 2. 3. Kurven gleicher Koenthalpie für Wasser im h-s-Diagramm

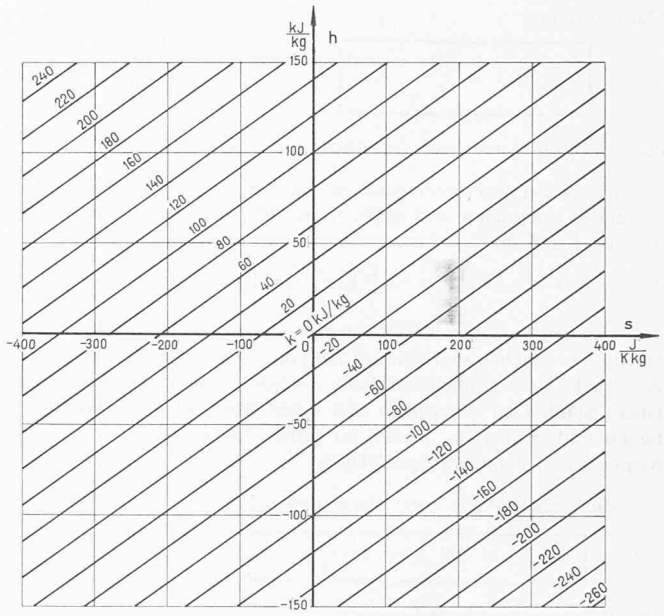

Bild 2. 4. Kurven gleicher Koenthalpie für Luft im h-s-Diagramm

Es ist zu beachten, dass die Arbeit δA^- diejenige der Druckkräfte P_a umfasst, welche das System auf die Atmosphäre ausübt, gemessen auf der Höhe der Grenze. Diese Kräfte geben Arbeit ab, sobald die Grenze sich verschiebt, d. h. sobald das Volumen des Systems sich ändert. Diese Arbeit beträgt $P_a\, d\, V$, sodass die für den Ingenieur wirklich nützliche Arbeit, die «effektive ausgetauschte Arbeit» genannt wird, durch folgenden Ausdruck gegeben ist[1]):

3.2 $$\delta A^{-\prime} = \delta A^- - P_a\, d\, V$$

Die Variation der Entropie des Systems beträgt:

- für den Austausch von Wärme zwischen System und Aussenwelt:

$$d\, S^q = \sum_i \left[\frac{\delta\, Q_i^+}{T_i} \right]$$

- für den Austausch von Masse zwischen System und Aussenwelt:
  $d\, S^m = 0$
  denn das System ist ja geschlossen.
- für die internen Reibungsvorgänge:

$$d\, S^r = \sum_\alpha \left[\frac{\delta\, R_\alpha}{T_\alpha} \right]$$

  R_α ist dabei die Dissipation im Innern der Phase α des Systems.
- für die internen Wärmeaustauschvorgänge:

$$d\, S^t = \sum_{\alpha\,\beta} \left[\left(\frac{1}{T_\beta} - \frac{1}{T_\alpha} \right) \delta\, Q_\beta^\alpha \right]$$

  Q_β^α bedeutet dabei die Wärmemenge, die von der Phase α mit der Temperatur T_α zur Phase β mit der Temperatur T_β strömt.
- für die übrigen internen Nichtumkehrbarkeiten: physikalische (z. B. Mischung), chemische (z. B. Verbrennung) oder nukleare (z. B. Kernspaltung):
  $d\, S^i$

[1]) Um den Text zu vereinfachen, lassen wir im folgenden in diesem Kapitel die Bezeichnung «effektiv» weg.

- für die externen Vorgänge also:

$$d\, S^* = \sum_i \left[\frac{\delta\, Q_i^+}{T_i} \right]$$

- für die internen Vorgänge gesamthaft:

3.3 $$d\, S^0 = \sum_\alpha \left[\frac{\delta\, R_\alpha}{T_\alpha} \right] + \sum_{\alpha\,\beta} \left[\left(\frac{1}{T_\beta} - \frac{1}{T_\alpha} \right) \delta\, Q_\beta^\alpha \right] + d\, S^i$$

Schlussendlich beträgt die Änderung der Entropie des Systems:

3.4 $$d\, S = \sum_i \left[\frac{\delta\, Q_i^+}{T_i} \right] + d\, S^0$$

Man kann mit den Beziehungen 3.1 und 3.2 δA^- eliminieren. Es folgt:

$$\delta A^{-\prime} = -(d\, U_{cz} + P_a\, d\, V) + \sum_i [\delta\, Q_i^+]$$

Multiplizieren wir alle Glieder der Beziehung 3.4 mit der in Kap. 1 definierten Bezugstemperatur T_a, so wird:

$$0 = T_a\, d\, S - \sum_i \left[\frac{T_a}{T_i}\, \delta\, Q_i^+ \right] - T_a\, d\, S^0$$

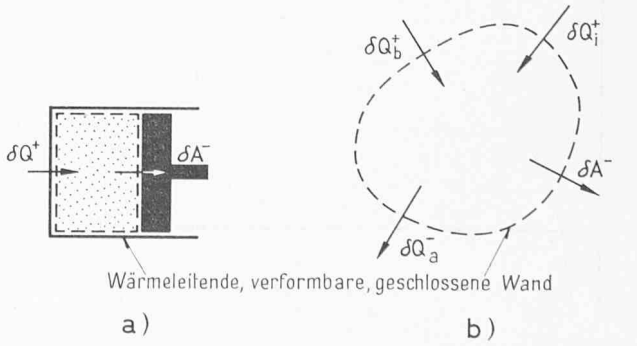

Bild 3. 1. Geschlossene thermodynamische Systeme
a) einfaches System, b) beliebiges System

Addiert man Glied für Glied die beiden vorstehenden Ausdrücke und berücksichtigt die differentielle Form von Gleichung 1.6, so folgt die Beziehung:

3.5 $$\delta A^{-\prime} = -d J'_{cz} + \sum_i [\eta_a^i \, \delta Q_i^+] - T_a \, d S^0$$

Darin bedeutet:

3.6 $$\boxed{\eta_a^i = 1 - \frac{T_a}{T_i} < 1}$$

den *Carnotwirkungsgrad bezüglich der Temperaturen T_i und T_a.*

Man kann nun zwischen einem Anfangszustand 1 und einem Endzustand 2 integrieren und erhält (unter Weglassung der Integrationsgrenzen 1 und 2):

3.7 $$A^{-\prime} = -\Delta J'_{cz} + \sum_i [\int \eta_a^i \, \delta Q_i^+] - T_a \Delta S^0$$

Um den Ingenieur mit den in dieser Bilanz auftretenden Begriffen vertraut zu machen und ihm auf konkrete Weise den Gebrauch dieser Ausdrücke zu ermöglichen, scheint es logisch und unerlässlich, sie mit einem Symbol zu bezeichnen und ihnen einen möglichst klaren, genauen und bequemen Namen zu geben. Daher seien hier folgende Symbole und Namen vorgeschlagen:

Der Zustandsänderung zugeordnete Koarbeit:

3.8 $$\boxed{A_{m\alpha}^{+\prime} = -\Delta J'_{cz\alpha} = -M_\alpha \Delta j'_{zc\alpha}}$$

Der Wärme zugeordnete Koarbeit:

3.9 $$\boxed{A_{qi}^+ = \int \eta_a^i \, \delta Q_i^+}$$

Thermodynamische Arbeitsverluste:

3.10 $$\boxed{L = T_a \Delta S^0 \geq 0}$$

Auf Grund dieser Definitionen folgt aus Beziehung 3.7 für die *ausgetauschte Arbeit:*

3.11 $$\boxed{A^{-\prime} = \sum_\alpha [A_{m\alpha}^{+\prime}] + \sum_i [A_{qi}^+] - L}$$

Wenn alle internen Vorgänge *umkehrbar* wären, d. h. wenn gelten würde:

$$\Delta S^0 = 0 \qquad\qquad L = 0$$

dann erhielten wir die *maximal ausgetauschte Arbeit;*

3.12 $$\boxed{A_{\max}^{-\prime} = \sum_\alpha [A_{m\alpha}^{+\prime}] + \sum_i [A_{qi}^+]}$$

Diese Beziehung setzt voraus, dass das System genau die gleiche resultierende thermodynamische Zustandsänderung erleidet und dass die ausgetauschten Wärmemengen δQ_i^+ die selben bleiben (ausgenommen die Wärmemenge, die mit der Atmosphäre bei der Temperatur T_a ausgetauscht wird, was aber die Bilanz nicht verändert, da ja die dieser Wärme zugeordnete Koarbeit gleich Null ist). Im Gegensatz zum realen Fall gibt es keine innere Reibung (d. h. interne Dissipation), jeder innere Wärmeübergang verläuft ohne Temperaturabfall (keine interne «Entwertung»), und auch die restlichen inneren Vorgänge verlaufen umkehrbar.

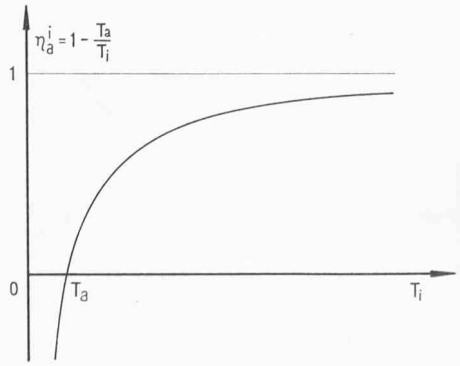

Bild 3. 2. Carnotwirkungsgrad η_a^i in Funktion der Temperatur T_i, mit welcher die Wärme von der Wärmequelle i aufgenommen wird

Im realen Fall haben die internen Nichtumkehrbarkeiten für den Ingenieur zur Folge, dass die ausgetauschte Arbeit um den Betrag L vermindert wird. Die Grösse L kann nur positiv oder gleich Null sein. Sie enthält alle auf interne Nichtumkehrbarkeiten zurückzuführenden Verluste und stellt das dar, was wir die *thermodynamischen Arbeitsverluste* nennen.

Die vorstehenden Beziehungen lassen nun die folgenden fundamentalen Eigenschaften hervortreten:

- *Die der Zustandsänderung einer Phase zugeordnete Koarbeit ist gleich der Änderung der totalen Koenergie dieser Phase.*
- *Die der Wärme zugeordnete Koarbeit ist gleich dem Produkt aus Carnotwirkungsgrad und ausgetauschter Wärme.*
- *Die thermodynamischen Arbeitsverluste sind gleich dem Produkt aus Temparatur T_a und der Entropiezunahme infolge der internen Nichtumkehrbarkeiten.*
- *Die ausgetauschte Arbeit ist gleich der Summe der Koarbeiten, vermindert um die thermodynamischen Arbeitsverluste.*
- *Die maximal ausgetauschte Arbeit ist gleich der Summe der Koarbeiten.*

Wir wollen nun die Bedeutung der Glieder von Gleichung 3.11 näher betrachten.

a) Der Ausdruck $A_{m\alpha}^{+\prime}$ gibt an, welche maximale Arbeit einzig auf Grund der thermodynamischen Zustandsänderung der Phase α erhältlich ist. Wir stellen hiebei fest, dass die bestimmende Zustandsgrösse hiefür nichts anderes ist als die totale Koenergie, deren genaue Untersuchung in Kap. 1 sich demnach voll rechtfertigt hat.

Das Minuszeichen in Gl. 3.8 gibt an, dass die Phase α Arbeit abgeben kann, wenn ihre totale Koenergie abnimmt.

b) Der Ausdruck A_{qi}^+ gibt an, welche maximale Arbeit aus der Wärme erhalten werden kann, die das System von einer Wärmequelle i mit der Temperatur T_i empfängt.

Nur der durch den Carnotwirkungsgrad η_a^i gekennzeichnete Teil dieser Wärme kann in Arbeit umgewandelt werden. Bild 3.2 veranschaulicht den Carnotwirkungsgrad η_a^i in Funktion der Temperatur T_i der Wärmequelle i, entsprechend der Definition 3.6.

Wir stellen fest:

- bei $T_i = \infty$ könnte die gesamte Wärmemenge δQ_i^+ in Arbeit umgewandelt werden,
- bei $T_a < T_i < \infty$ kann nur ein Teil der Wärmemenge δQ_i^+ in Arbeit umgewandelt werden, wobei dieser Teil durch den Carnotwirkungsgrad gegeben ist, dessen Wert umso geringer wird, je tiefer T_i ist.
- bei $T_i = T_a$ gibt die Wärme δQ_i^+ gar keine Arbeit ab.
- bei $0 < T_i < T_a$ gibt die Wärme δQ_i^+ nicht nur keine Arbeit ab, sondern erfordert im Gegenteil ein gewisses Mass von Arbeit, die an das System abgegeben werden muss (Kälteprozess).

So gelangen wir zu dem wohlbekannten Resultat, *dass in bezug auf den Arbeitsgewinn eine bestimmte Wärmemenge umso wertvoller ist, bei je höherer Temperatur T_i sie zugeführt wird.*

Diese Betrachtungen machen klar, wieso die grossen natürlichen Systeme, die im Gleichgewicht mit der Atmosphäre stehen, wie Flüsse, Seen, Meere und die Atmosphäre selbst, als isolierte Systeme für den Gewinn von Arbeit keinen Wert haben und dies trotz ihrer grossen Abmessungen und der enormen inneren Energie, die sie enthalten.

c) Der Ausdruck L gibt die thermodynamischen Verluste an, welche das System erleidet. Die Beziehungen 3.3 und 3.10 geben:

3.13 $$\boxed{L = \sum_\alpha \left[\int \frac{T_a}{T_\alpha} \delta R_\alpha\right] + \sum_{\alpha\beta} \left[\int \left(\frac{T_a}{T_\beta} - \frac{T_a}{T_\alpha}\right) \delta Q_\beta^\alpha\right] + T_a \Delta S^i \geq 0}$$

Das erste Glied auf der rechten Seite dieser Gleichung drückt den thermodynamischen Verlust infolge der Dissipation δR_α aus. Wir stellen fest:

- bei $T_\alpha = \infty$ wäre der Verlust gleich Null.
- bei $T_a < T_\alpha < \infty$ beträgt der Verlust nur einen Teil von δR_α, wobei dieser Teil durch das Verhältnis T_a / T_α gegeben ist, dessen Wert umso höher wird, je tiefer T_α ist.
- bei $T_\alpha = T_a$ wird der Verlust gleich δR_α.
- bei $T_\alpha < T_a$ wird der Verlust grösser als δR_α, der Faktor ist wie oben durch T_a / T_α gegeben.

So kommen wir zu dem bekannten Resultat, *dass eine bestimmte Dissipation einen umso kleineren thermodynamischen Verlust darstellt, bei je höherer Temperatur sie stattfindet.* Dies ist entsprechend dem unter b) Festgestellten so zu verstehen, dass die aus der Dissipation herrührende Wärme umso mehr Arbeit produzieren kann, bei je höherer Temperatur sie selbst erzeugt wurde.

Das zweite Glied auf der rechten Seite der Gleichung 3.13 gibt den thermodynamischen Verlust an, der aus der Übertragung der Wärmemenge δQ_β^α unter dem Temperaturgefälle $T_\alpha - T_\beta$ hervorgeht. Wir stellen fest:

- bei $T_\alpha = T_\beta$ wird der Verlust gleich Null.
- bei $T_\alpha \neq T_\beta$ wird der Verlust durch den Ausdruck $(T_a / T_\beta - T_a / T_\alpha)$ bestimmt, dessen Wert umso höher wird, je tiefer und stärker voneinander verschieden die Werte T_α und T_β sind.

Hieraus ergibt sich das bekannte Resultat, *dass ein bestimmter Wärmeübergang zu einem umso kleineren thermodynamischen Verlust führt, je höher und im Wert näher beieinander die Temperaturen der beiden Phasen sind.*

Das dritte Glied auf der rechten Seite der Gleichung 3.13 gibt den thermodynamischen Verlust an, der aus allen übrigen internen Nichtumkehrbarkeiten herrührt.

Alle vorstehenden Betrachtungen machen auch klar, dass der Zustand der Atmosphäre eine wichtige Rolle spielt. Um dies noch deutlicher zu machen, betrachten wir ein geschlossenes System, welches nur mit der Atmosphäre bei der Temperatur T_a Wärme austauscht. Da in diesem Fall $\eta_a^\alpha = 0$ ist, so liefert die Beziehung 3.12:

$$3.14 \qquad A'^{-}_{\max} = A'^{+}_{m} = -\Delta J'_{cz} = -M \Delta j'_{cz}$$

Also erhält man aus einem geschlossenen System, das einzig mit der Atmosphäre Wärme austauscht, Arbeit durch die Abnahme der totalen Koenergie des Systems.

Nun haben wir in Kap. 1 gesehen, dass j' zu einem Minimum $j'_{\min}$ wird, wenn der Punkt, der den thermodynamischen Zustand von $j'_{\min}$ T, s-Diagramm darstellt, mit dem tiefsten Punkt F des Grabens in der Zustandsfläche des Systems zusammenfällt. Ferner wissen wir, dass die Minima der kinetischen Energie $M \frac{\overline{C}^2}{2}$ und der potentiellen Lageenergie $M g \overline{Z}$ gleich Null sind, d. h. j'_{cz} hat als Minimum ebenfalls den Wert $j'_{\min}$. Daraus folgt nun, dass der grösste Betrag der maximal ausgetauschten Arbeit, den man von einem durch J'_{cz} charakterisierten System erhalten kann, sich aus der Beziehung 3.14 ergibt zu:

$$3.15 \qquad A'^{-}_{\max\,\max} = J'_{cz} - J'_{\min} = M\,(j'_{cz} - j'_{\min})$$

Das bedeutet, dass *die Möglichkeit der Arbeitserzeugung eines nur mit der Atmosphäre Wärme austauschenden, geschlossenen Systems durch den Unterschied zwischen seiner totalen Koenergie und deren minimalem Wert gegeben ist.*

Betrachten wir nun ein geschlossenes System, welches nur mit der Atmosphäre Wärme austauscht und ausserdem weder Arbeit nach aussen abgibt, noch von aussen aufnimmt. Dann liefert die Beziehung 3.5:

$$3.16 \qquad d J'_{cz} = -T_a\, d S^0 \leq 0$$

Also *kann die totale Koenergie eines Systems ohne Arbeitsaustausch und im Wärmetausch einzig mit der Atmosphäre infolge der internen Nichtumkehrbarkeiten nur abnehmen. Bestenfalls bliebe sie bei völlig fehlenden internen Nichtumkehrbarkeiten konstant.*

Immerhin gibt es für die Abnahme von J'_{cz} eine Grenze. *Diese ist erreicht, wenn das System mit der Atmosphäre in mechanisches und thermisches Gleichgewicht gelangt.* Sein thermodynamischer Zustand wird dann durch den Punkt F an der tiefsten Stelle des Grabens der Zustandsfläche dargestellt, seine totale Koenergie ist gleich $J'_{\min}$ und nichts kann sich mehr verändern, was bedeutet, dass *das so erreichte Gleichgewicht stabil ist.*

Wie schon bemerkt, ist der Begriff der Koenergie vom technischen Standpunkt aus interessant. In der Tat kommt er der Beschäftigung des Ingenieurs entgegen, dessen Aufgabe es ist, mit Hilfe von thermischen Maschinen mechanische Energie zu erzeugen, wobei er auf unabänderliche Weise an die Gegebenheiten seiner Umwelt, d. h. der Atmosphäre, gebunden ist.

Der Begriff der Koenergie gibt der logischen Überlegung eine Stütze, um zu erfassen, aus welchem Grund jeder mit der Atmosphäre in mechanischem oder thermischem Ungleichgewicht stehende Körper einen ökonomischen Wert darstellt, sei er nun bei Unterdruck oder Überdruck, bei tieferer oder höherer Temperatur gegenüber der Atmosphäre. Sowohl ein Behälter mit Luft bei Unterdruck oder Überdruck als auch ein Eisblock oder eine kochende Wassermenge haben einen Handelswert. Man muss entweder Energie zu ihrer Herstellung aufwenden oder Geld ausgeben, um sie zu erwerben, was auf dasselbe hinausläuft.

Wir bemerken immerhin, dass der Begriff des Gleichgewichtes, der in diesem Kapitel vorkam, nur deshalb einfach wird, weil das System geschlossen ist, denn er beschränkt sich auf das mechanische und thermische Gleichgewicht. Demgegenüber wird er beträchtlich verwickelter, sobald das System offen ist, denn nun umfasst er notwendigerweise auch das physikalische und chemische Gleichgewicht.

4. Offenes System im stationären Zustand, Koleistung, maximale Leistung, thermodynamische Verluste

Wir betrachten ein offenes stationäres System, wie es Bild 4.1a zeigt. Dieser Fall entspräche beispielsweise demjenigen einer Turbine, in welcher das Gas während seiner Entspannung aufgeheizt würde. Für den allgemeinen Fall betrachten wir das System, wie es Bild 4.1b zeigt. Dieses System kann mit verschiedenen thermischen Quellen Wärme und mit der Umgebung Masse austauschen. Es sind:

$\delta \dot{Q}_i^+$ der von der Wärmequelle i bei der Temperatur T_i (welche von Ort zu Ort ändern kann) erhaltene Wärmefluss.

T_i die der Wärmequelle und dem System gemeinsame Temperatur längs der durch die gestrichelte Linie dargestellten Grenze (im besondern Fall der Strahlung ist T_i die Temperatur an der Stelle, wo die Strahlungsenergie infolge der Absorption bzw. der Emission in Form von Wärme in Erscheinung tritt).

$\dot{M}_\alpha^+$ der durch den Querschnitt S_α von aussen hereinströmende Massenfluss.

$\dot{E}^-$ die nach aussen gelieferte technische Leistung. (Um den Text zu vereinfachen, lassen wir in diesem Kapitel die Bezeichnung «technisch» weg).

Da der Zustand stationär sein soll, wird im betrachteten System die totale Energie weder zu- noch abnehmen. Folglich ist die zeitliche Variation der totalen Energie gleich Null. Aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik ergibt sich also:

$$\frac{d U_{cz}}{dt} = -\dot{E}^- + \sum_i \left[\int \delta \dot{Q}_i^+\right] + \sum_\alpha \left[h_{cz\alpha} \dot{M}_\alpha^+\right] = 0$$

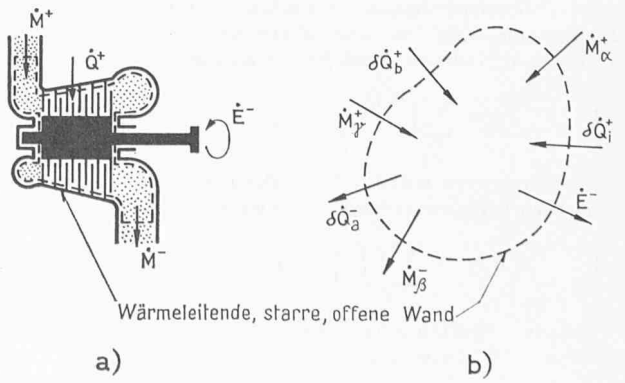

Bild 4. 1. Offene, stationäre thermodynamische Systeme
a) einfaches System, b) allgemeines System

d. h.

4.1 $$\dot{E}^- = \sum_i \left[\int \delta \dot{Q}_i^+\right] + \sum_\alpha \left[h_{cz\alpha} \dot{M}_\alpha^+\right]$$

wobei das Glied $\int \delta \dot{Q}_i^+$ eine Integration bezüglich des Raumes und nicht etwa der Zeit darstellt. Es kann dies z. B. die Integration längs der Wand eines Dampfkesselrohres sein.

Die Annahme eines stationären Zustandes bedeutet implizit auch, dass die geometrische Grenze des Systems starr ist. Daraus folgt, dass das System keine Arbeit mit der Atmosphäre austauscht. Im Gegensatz zum vorgehenden Kapitel ist hier keine Unterscheidung zwischen Leistung und effektiver Leistungzu machen.

Die zeitliche Variation der Entropie des Systems beträgt:

- für die zwischen System und Aussenwelt ausgetauschten Wärmeflüsse $\delta \dot{Q}_i^+$:

$$\frac{d S^q}{d t} = \sum_i \left[\int \frac{\delta \dot{Q}_i^+}{T_i}\right]$$

- für die zwischen System und Aussenwelt ausgetauschten Massenflüsse $\dot{M}_\alpha^+$:

$$\frac{d S^m}{d t} = \sum_\alpha \left[s_\alpha \dot{M}_\alpha^+\right]$$

- für die internen Reibungsvorgänge:

$$\frac{d S^r}{d t} = \sum_\alpha \left[\int \frac{\delta \dot{R}_\alpha}{T_\alpha}\right]$$

$\dot{R}_\alpha$ ist dabei die Dissipationsleistung im Innern der Phase α des Systems:

- für die internen Wärmeaustauschvorgänge:

$$\frac{d S^t}{d t} = \sum_{\alpha\beta} \left[\int \left(\frac{1}{T_\beta} - \frac{1}{T_\alpha}\right) \delta \dot{Q}_\beta^\alpha\right]$$

$\dot{Q}_\beta^\alpha$ bedeutet dabei den Wärmefluss, der von der Phase α (mit der Temperatur T_α) zur Phase β (mit der Temperatur T_β) strömt.

- für die übrigen internen Nichtumkehrbarkeiten: physikalische (z. B. Mischung), chemische (z. B. Verbrennung) oder nukleare (z. B. Kernspaltung):

$$\frac{d S^i}{d t}$$

Zusammenfassend, beträgt die zeitliche Variation der Entropie des Systems:

- für die externen Vorgänge:

$$\frac{d S^*}{d t} = \sum_i \left[\int \frac{\delta \dot{Q}_i^+}{T_i}\right] + \sum_\alpha \left[s_\alpha \dot{M}_\alpha^+\right]$$

- für die internen Vorgänge:

4.2 $$\frac{d S^0}{d t} = \sum_\alpha \left[\int \frac{\delta \dot{R}_\alpha}{T_\alpha}\right] + \sum_{\alpha\beta} \left[\int \left(\frac{1}{T_\beta} - \frac{1}{T_\alpha}\right) \delta \dot{Q}_\beta^\alpha\right] + \frac{d S^i}{d t}$$

Da stationäre Zustände herrschen, wird im betrachteten System die Entropie weder zu- noch abnehmen. Folglich ist die zeitliche Variation der Entropie gleich Null. Dies ergibt:

4.3 $$\frac{d S}{d t} = \sum_i \left[\frac{\delta \dot{Q}_i^+}{T_i}\right] + \sum_\alpha \left[s_\alpha \dot{M}_\alpha^+\right] + \frac{d S^0}{d t} = 0$$

Multiplizieren wir alle Glieder dieser Beziehung mit der in Kap. 1 definierten Bezugstemperatur T_a, so wird:

4.4 $$0 = -\sum_i \left[\int \frac{T_a}{T_i} \delta \dot{Q}_i^+\right] - \sum_\alpha \left[T_a s_\alpha \dot{M}_\alpha^+\right] - T_a \frac{d S^0}{d t}$$

Addiert man Glied für Glied die Gleichungen 4.1 und 4.4 und berücksichtigt die Gleichung 2.5, so folgt die Beziehung:

4.5 $$\dot{E}^- = \sum_\alpha \left[k_{cz\alpha} \dot{M}_\alpha^+\right] + \sum_i \left[\int \eta_a^i \delta \dot{Q}_i^+\right] - T_a \frac{d S^0}{d t}$$

Darin bedeutet wieder:

4.6 $$\boxed{\eta_a^i = 1 - \frac{T_a}{T_i} < 1}$$

den *Carnotwirkungsgrad bezüglich der Temperaturen T_i und T_a.*

Wir führen nun eine neue Darstellungsart für das erste Glied der rechten Seite von Gl. 4.5 ein. Da das System stationär ist, geht aus der Kontinuitätsgleichung hervor, dass jedem in das System einströmenden Massenfluss $\dot{M}_\alpha^+$, Bild 4.2a, ein ausströmender Massenfluss $\dot{M}_\alpha^-$ entspricht, so dass gilt:

$$\dot{M}_\alpha^+ = \dot{M}_\alpha^-$$

Es erweist sich als zweckmässig, jeweils zwei solche sich entsprechende Glieder zusammenzufassen, indem man den Absolutwert $\dot{M}_\alpha$ als Faktor ausklammert. Man erhält auf diese Weise:

4.7 $$\sum_\alpha \left[k_{cz\alpha} \dot{M}_\alpha^+\right] = -\sum_\alpha \left[\dot{M}_\alpha \Delta k_{cz\alpha}\right]$$

wobei $\Delta k_{cz\alpha}$ die Zunahme der totalen Koenthalpie der Substanz α vom Eintritt in das System bis zum Austritt darstellt. Es besteht somit die Beziehung:

4.8 $$\Delta k_{cz\alpha} = k_{cz\alpha\,\text{Austritt}} - k_{cz\alpha\,\text{Eintritt}}$$

Es sei bemerkt, dass diese Überlegung durchwegs allgemeine Gültigkeit hat, denn sie hängt nicht davon ab, ob der Massenfluss $\dot{M}_\alpha$ aus der Vereinigung mehrerer Massenflüsse entstanden ist, oder ob er sich im Innern des Systems in mehrere Massenflüsse aufteilt. (Bild 4.2b zeigt, dass der Massenfluss $\dot{M}_\alpha$ die Summe der Massenflüsse eines gleichen *Strömungsnetzes* α ist.) Weiter hängt sie nicht davon ab, ob das Strömungsnetz α innerhalb des Systems einer physikalischen (z. B. Mischung), chemischen (z. B. Verbrennung) oder nuklearen (z. B. Kernspaltung) Umformung unterworfen ist. Dabei gilt natürlich die *unerlässliche Voraussetzung, dass die Konstanten der Ein- und Austritts-Koenthalpien kohärent sein müssen.* Nur eine der Konstanten darf willkürlich gewählt werden. Die anderen hängen von den physikalischen, chemischen und nuklearen Vorgängen ab, die sich im Innern des Systems abspielen. Hier sei kurz darauf hingewiesen, dass gleiches auch für die innere Energie und die Enthalpie bei klassischen Rechnungen für eine isochore oder isobare Verbrennung gilt, die sich nur auf den ersten Hauptsatz der Thermodynamik stützen. In beiden Fällen muss der Physiker oder Chemiker dem Ingenieur die Zahlenwerte der Konstanten liefern, die den Grössen u, h und s der verschiedenen im System vorkommenden Substanzen zugeordnet sind.

In der Folge werden wir sehen, dass diese Betrachtungsart der Auswirkung thermodynamischer Veränderungen einer das System durchfliessenden Substanz zu einer ausserordentlich klaren Darstellung der Vorgänge, einer sehr genauen Aufstellung der Energiebilanz und einer einwandfreien Bestimmung des thermodynamischen Wirkungsgrades beliebiger, offener und stationärer Systeme führt.

Aus den bereits im vorhergehenden Kapitel erörterten Gründen, die hier ebenfalls gültig sind, seien folgende Symbole und Namen vorgeschlagen:

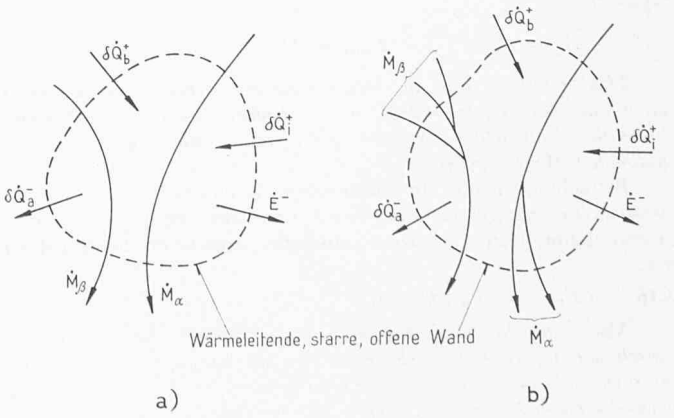

Bild 4. 2. Darstellung der Massenflüsse, die ein offenes, stationäres thermodynamisches System durchströmen

Der Zustandsänderung zugeordnete Koleistung:

4.9 $$\boxed{\dot{E}^{+}_{m\alpha} = -\dot{M}_{\alpha}\,\Delta\,k_{cz\alpha}}$$

Der Wärme zugeordnete Koleistung:

4.10 $$\boxed{\dot{E}^{+}_{qi} = \int \eta^{\,i}_{a}\,\delta\,\dot{Q}^{+}_{i}}$$

Thermodynamische Leistungsverluste:

4.11 $$\boxed{\dot{L} = T_a \frac{d\,S^0}{d\,t} \geq 0}$$

Auf Grund dieser Definitionen folgt aus Beziehung 4.5 für die *ausgetauschte Leistung*:

4.12 $$\boxed{\dot{E}^{-} = \sum_{\alpha}[\dot{E}^{+}_{m\alpha}] + \sum_{i}[\dot{E}^{+}_{qi}] - \dot{L}}$$

Wenn alle internen Vorgänge *umkehrbar* wären, d. h. wenn gelten würde:

$$d\,S^0 = 0 \qquad\qquad \dot{L} = 0$$

dann erhielten wir die *maximal ausgetauschte Leistung*:

4.13 $$\boxed{\dot{E}^{-}_{\max} = \sum_{\alpha}[\dot{E}^{+}_{m\alpha}] + \sum_{i}[\dot{E}^{+}_{qi}]}$$

Diese Beziehung setzt voraus, dass das System genau die gleiche resultierende thermodynamische Zustandsänderung erfährt und dass die ausgetauschten Wärmeflüsse $\delta\,\dot{Q}^{+}_{i}$ dieselben bleiben (ausgenommen der Wärmefluss, der bei der Temperatur T_a mit der Atmosphäre ausgetauscht wird, was aber die Bilanz nicht verändert, da ja die dieser Wärme zugeordnete Koleistung gleich Null ist). Im Gegensatz zum realen Fall gibt es keine innere Reibung (d. h. interne Dissipation), jeder innere Wärmeübergang verläuft ohne Temperaturabfall (keine interne «Entwertung»), und auch die restlichen inneren Vorgänge verlaufen umkehrbar.

Im realen Fall haben die internen Nichtumkehrbarkeiten für den Ingenieur zur Folge, dass die ausgetauschte Leistung um den Betrag $\dot{L}$ vermindert wird. Die Grösse $\dot{L}$ kann nur positiv oder gleich Null sein. Sie enthält alle auf interne Nichtumkehrbarkeiten zurückzuführenden Verluste und stellt das dar, was wir die *thermodynamischen Leistungsverluste* nennen.

Die vorstehenden Beziehungen lassen nun die folgenden fundamentalen Eigenschaften hervortreten:

- *Die der Zustandsänderung zugeordnete Koleistung ist gleich dem Produkt aus dem Massenfluss eines Strömungsnetzes und der Änderung der totalen Koenthalpie pro Masseneinheit vom Eintritt in das System bis zum Austritt aus dem System.*
- *Die der Wärme zugeordnete Koleistung ist gleich dem Produkt aus Carnotwirkungsgrad und ausgetauschtem Wärmefluss.*
- *Die thermodynamischen Leistungsverluste sind gleich dem Produkt aus Temperatur T_a und der zeitlichen Entropiezunahme infolge der internen Nichtumkehrbarkeiten.*
- *Die ausgetauschte Leistung ist gleich der Summe der Koleistungen vermindert um die thermodynamischen Leistungsverluste.*
- *Die maximal ausgetauschte Leistung ist gleich der Summe der Koleistungen.*

Wir wollen nun die Bedeutung der Glieder von Gleichung 4.12 etwas näher betrachten:

a) Der Ausdruck $\dot{E}^{+}_{m\alpha}$ gibt an, welche maximale Leistung einzig auf Grund der thermodynamischen Zustandsänderung längs dem das System durchquerenden Strömungsnetz α erhältlich ist. Wir stellen dabei fest, dass die bestimmende Zustandsgrösse hiefür nichts anderes ist als die totale Koenthalpie pro Masseneinheit, deren genaue Untersuchung in Kap. 2 sich demnach voll gerechtfertigt hat. Das Minuszeichen gibt an, dass ein Strömungsnetz Leistung abgeben kann, wenn seine totale Koenthalpie pro Masseneinheit abnimmt.

b) und c) Die Ausdrücke $\dot{E}^{+}_{qi}$ und $\dot{L}$ geben Anlass zu den gleichen Betrachtungen wie im vorstehenden Kapitel für A^{+}_{qi} und L. Wir wollen deshalb nicht darauf zurückkommen.

Wir weisen nur darauf hin, dass überall «Arbeit» durch «Leistung» ersetzt werden muss und dass sich Integrationen jeweils auf den Raum und nicht etwa auf die Zeit beziehen.

Schliesslich soll bemerkt werden, dass die Gleichungen 4.2 und 4.11 zu folgender Formulierung der thermodynamischen Verluste führen:

4.14

$$\boxed{\dot{L} = \sum_{\alpha}\left[\int \frac{T_a}{T_\alpha}\,\delta\,\dot{R}_\alpha\right] + \sum_{\alpha\beta}\left[\int\left(\frac{T_a}{T_\beta} - \frac{T_a}{T_\alpha}\right)\delta\,\dot{Q}^{\alpha}_{\beta}\right] + T_a\frac{d\,S^i}{dt} \geq 0}$$

Um die obige Theorie zu veranschaulichen, wollen wir nun einige praktische Anwendungen behandeln.

Schluss folgt

Städtebau durch industrielle Fertigung

DK 711.4:624.92.002.22

Von **Edi** und **Ruth Lanners** und **Res Wahlen,** Dipl. Architekten S. I. A., Zürich

Schluss von Seite 818

III. Die industrielle Realisation

Von **Alfred Ruprecht,** dipl. Ing. S. I. A., Wettingen

1. Allgemeine Zielsetzung

Grundsätzlich wird eine produktionsintensive Fliessbandmethode (bis 5000 Wohnungen pro Jahr) nur dann als möglich erachtet, wenn diese Kapazität in einem Einzugsgebiet von 100 km Radius langfristig untergebracht und kontinuierlich ausgeschöpft werden kann. Diese Möglichkeit ist das Optimum einer wirtschaftlichen Produktion mit einem Minimum an Arbeitskräften als Lösung auf weite Sicht anzustreben. Eine gesicherte Nachfrage rechtfertigt dann auch die entsprechend hohen Investitionen. Die Produktionsmethode muss dabei bis ins kleinste Detail durchdacht und ausgereift sein.

Demgegenüber steht die arbeitsintensive Methode der sogenannten fliegenden Elementfabriken. Hier bleiben die Investitionen verhältnismässig klein, viele Produktionsvorgänge werden manuell durchgeführt, was einen hohen Arbeiterbestand bei kleiner Kapazität zur Folge hat.

Unter den heutigen Voraussetzungen scheint uns keine der oben erwähnten Möglichkeiten zu befriedigen. Die arbeitsintensive Methode kann die wesentlichen Probleme der integralen Vorfertigung nicht wirtschaftlich lösen. Die Leistung ist zu klein, das Produkt zu teuer. Eine rasch einsetzende produktionsintensive Methode würde aber an der eigenen Leistung ersticken, da am Anfang der Absatz noch nicht auf lange Sicht gesichert wäre.

Die ideale Methode kann aber in einem Kompromiss der beiden Möglichkeiten gefunden werden: *Sie muss mit der kleinstmöglichen Produktionsziffer einsetzen und sich alle Möglichkeiten einer optimalen Fliessbandproduktion offen halten.* Sind die «Kinderkrankheiten» überstanden und der Absatz gesichert, so kann die Kapazität entsprechend bis zur Grösse von 5000 Wohnungen pro Jahr gesteigert werden.

Aus obigen Überlegungen sind die Voraussetzungen für eine anfängliche Produktion von 500 bis 800 Wohnungen pro Jahr folgende:

Das Prinzip der Integralvorfertigung soll konsequent verfolgt werden. Dem Plattenwerk muss ein Zellenwerk, ein Montage-, ein Ausbau- und ein Fertiglager angegliedert werden. Wenn dann noch die Umstellmöglichkeiten auf neue Wohnungstypen gegeben sind, bleibt die spätere Expansion gewährleistet. Die Produktion soll in einfachen Hallenbauten untergebracht werden und mit einem auf dem heutigen Markt vorhandenen Maschinenpark ausgestattet sein. Dank gleichmässiger Produktion und Montage durch eigene Equipen kann das Fertiglager klein gehalten werden. Durch Bezug von Halbfabrikaten, wie Netzmatten, Zargen, Verbindungsmittel usw. von Drittfirmen, lassen sich die eigenen Investitionen entlasten, und durch häufige tägliche oder wöchentliche Lieferungen sowie rasche Verarbeitung können auch die Montage- und Ausbauhallen klein gehalten werden. Durch zentralen und langfristigen Einkauf von Rohstoffen und Halbfabrikaten verbilligt sich das Endprodukt.