

# **Badische Landesbibliothek Karlsruhe**

**Digitale Sammlung der Badischen Landesbibliothek Karlsruhe**

## **Der Maschinenbau**

**Redtenbacher, Ferdinand**

**Mannheim, 1863**

Fünfter Abschnitt. Feuerungsanlagen

[urn:nbn:de:bsz:31-270981](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:bsz:31-270981)

## FÜNFTER ABSCHNITT.

### Feuerungsanlagen.

**Chemische Zusammensetzung der Brennstoffe.** Die chemische Zusammensetzung ist streng genommen für jeden individuellen Stoff eine besondere. Ein Gesetz, nach welchem die chemische Zusammensetzung irgend eines individuellen Brennmaterials bestimmt werden könnte, ist nicht bekannt.

Am wenigsten veränderlich ist die chemische Zusammensetzung der Holzarten, am meisten veränderlich ist die Zusammensetzung des Torfes.

Alle Holzarten enthalten  $\text{C H O } \mathfrak{A}$ , wobei  $\text{C H O}$  die bekannten chemischen Zeichen für Kohlenstoff, Wasserstoff und Sauerstoff,  $\mathfrak{A}$  dagegen Asche bezeichnet, die aus Salzen und Erden zusammengesetzt ist und überhaupt die unverbrennlichen Bestandtheile enthält. Die Zusammensetzung der Asche ist für die Agrikulturchemie von höchster Wichtigkeit, für die mechanische Industrie aber nicht, weil wir nur allein Wärme und Kraft beachten. Jede besondere Pflanzenart hat eine eigenthümlich zusammengesetzte Asche. Der C Gehalt der verschiedensten Holzarten ist beinahe ganz constant und beträgt 0.493 vom Gewicht des Holzes, vorausgesetzt, dass es kein hygroscopisches Wasser enthält, also gedörrt worden ist. Lufttrockenes Holz enthält nur 0.394 Kohle und 0.200 Wasser. Der H Gehalt und O Gehalt des trockenen Holzes ist beziehungsweise nahe 0.063 und 0.444.

Der O Gehalt ist also nahe 8 mal so gross als der H Gehalt, oder im Holz ist H und O beinahe in dem Verhältniss vorhanden, wie im Wasser. Es ist daher wahrscheinlich, dass im Holz H und O nicht getrennt, sondern zu Wasser vereinigt vorkommen, dass jedoch dieses Wasser durch Austrocknung des Holzes nicht ausgetrieben werden kann.

Die Holzkohle besteht beinahe nur aus C und einer geringen Menge Asche. Das Gewichtsverhältniss zwischen der Kohle und dem Holze, aus welchem sie durch den Verkohlungsakt entstanden ist, beträgt:

- |  |                  |     |                  |
|--|------------------|-----|------------------|
| 1) Wenn die Verkohlung schnell geschieht . . . | $\frac{12}{100}$ | bis | $\frac{18}{200}$ |
| 2) Wenn die Verkohlung langsam geschieht . . . | $\frac{32}{100}$ | bis | $\frac{33}{100}$ |
| 3) In dem gewöhnlichen Falle . . . . .         | $\frac{26}{100}$ | bis | $\frac{27}{100}$ |

Die Dauer einer Operation ist gewöhnlich 6 bis 8 Tage. Da in einem Kilogramm trockenen gesunden Holzes nahe 0.5 Kohlenstoff enthalten ist, aber aus einem Kilogramm trockenen Holzes durch die gewöhnliche Verkohlungsweise nur 0.25<sup>Kilogramm</sup> Kohle gewonnen werden, so geht bei dieser Operation die Hälfte des im Holze enthaltenen Kohlenstoffes verloren.

Dieser Verlust würde nur beseitigt werden, wenn die Verkohlung in einem geschlossenen Gefässe (einer Retorte) vorgenommen, und die dabei entweichenden Kohlenwasserstoff- und Kohlenoxydgase aufgefangen und zur Beleuchtung oder zu andern technischen Zwecken verwendet würden.

**Steinkohlen.** Die Steinkohlen enthalten Kohlenstoff, Wasserstoff, Sauerstoff, Asche, Erden und etwas Schwefel, so wie auch Phosphor. Die Verhältnisse von C H O sind sehr verschieden. Das arithmetische Mittel aus einer grössern Anzahl von chemischen Analysen von guten Steinkohlen ist 0.815 Kohle, 0.054 Hydrogen, 0.071 Oxygen. Da 0.071<sup>Kilogramm</sup> Sauerstoff nur  $\frac{0.071}{8} = 0.009$ <sup>Kilogramm</sup> Hydrogen erfordern zur Wasserbildung, so ist in solcher Kohle von mittlerer chemischen Zusammensetzung weit mehr Hydrogen enthalten, als der Sauerstoff des Brennstoffes binden kann und diese Differenz beträgt 0.054 - 0.009 = 0.045<sup>Kilogramm</sup>. Dieses freie Hydrogen verbindet sich beim Destillationsakt der Steinkohle mit einem Theil ihres Kohlengehaltes und dadurch entstehen die Kohlenwasserstoffgase oder Destillationsgase.

**Koke.** Der Koke, welcher durch die Verkohlung der Steinkohlen erhalten wird, enthält nur Kohle und unverbrennliche Asche und Erden. Die mittlere Zusammensetzung ist 0.850 Kohle und 0.150 Asche und Erden.

Wenn die Verkohlung in freien Haufen geschieht, erhält man unter günstigen Umständen:

aus 100 Gewichtstheilen	Gewichtstheile Koke
Fetten Kohlen . . . . .	40 bis 45
Mittleren Kohlen . . . . .	50 „ 55
Mageren Kohlen . . . . .	60 „ 70

Die Dauer der Verkohlung ist bei ruhiger Luft:  
 für magere Kohlen . . . 14 bis 15 Stunden  
 „ fette Kohlen . . . . 36 „ 48 „

Wenn die Verkohlung in geschlossenen Oefen geschieht, gewinnt man aus 100<sup>Kl</sup> Steinkohlen 65 bis 69<sup>Kl</sup> Koke. Die Dauer der Operation ist 21 bis 22 Stunden.

**Torf.** Die chemische Zusammensetzung des Torfes ist ungemein veränderlich, insbesondere der Gehalt an Asche und unverbrennlichen erdigen Theilen. Die von den Pflanzen herrührenden Theile des Torfes enthalten C H und O, zuweilen auch etwas Schwefel. Künstlich getrockneter wasserfreier Torf von bester Qualität enthält in 1<sup>Kl</sup>:

C	H	O
0.541	0.055	0.326

**Heizkraft der Brennstoffe.** Unter der Heizkraft eines Brennstoffs versteht man die Wärmemenge, die durch vollständige und vollkommene Verbrennung von einem Kilogramm Brennstoff in atmosphärischer Luft oder in Sauerstoffgas entwickelt wird. Die Wärme, welche durch die Verbrennung eines Brennstoffs entwickelt wird, rührt her theils von der Verbrennung der Kohle des Brennstoffs zu Kohlensäure und Kohlenoxydgas, theils von der Verbrennung des freien Hydrogens mit Sauerstoff zu Wassergas. Es scheint wenigstens, dass nur allein das freie Hydrogen verbrannt werden kann. Kennt man also die chemische Zusammensetzung eines Brennstoffs, und kennt man ferner die Wärmemenge, die durch Bildung von Kohlenoxydgas, Kohlensäure, Gas und Wassergas aus Hydrogen und Sauerstoff entwickelt wird, so kann man die Heizkraft des Brennstoffs durch Rechnung bestimmen.

Der Erfahrung gemäss darf man annehmen, dass 2400 Wärmeeinheiten entwickelt werden, wenn 1<sup>Kl</sup> Kohle in atmosphärischer Luft oder in reinem Sauerstoffgas zu Kohlenoxydgas verbrennt; dass ferner 7050 Wärmeeinheiten entwickelt werden, wenn 1<sup>Kl</sup> Kohle zu Kohlensäure verbrennt; dass endlich 34500 Wärmeeinheiten entstehen, wenn 1<sup>Kl</sup> Hydrogen zu Wassergas verbrennt. Ob die Verbrennung in atmosphärischer Luft oder in reinem Sauerstoff geschieht, ist hinsichtlich der Wärmemenge gleichgültig, denn

der Stickstoff der atmosphärischen Luft spielt beim Verbrennungsprozess nur eine passive Rolle, verbrennt nicht und entwickelt keine Wärme, sondern nimmt nur Wärme in sich auf.

Nehmen wir an, 1<sup>Kilogramm</sup> irgend eines Brennstoffs enthalte  $\mathfrak{K}$  Kilogramm Kohle,  $\mathfrak{H}$  Kilogramm Hydrogen,  $\mathfrak{O}$  Kilogramm Sauerstoff und  $\mathfrak{B}$  Kilogramm hygroskopisches Wasser. Die Verbrennung gehe so vor sich, dass von den  $\mathfrak{K}$  Kilg. Kohle  $\mathfrak{K}_1$  Kilg. als Rauch entweichen,  $\mathfrak{K}_2$  Kilg. zu Kohlenoxydgas verbrennen und  $\mathfrak{K}_3$  Kilg. zu Kohlensäure, endlich dass  $(\mathfrak{H} - \frac{1}{8}\mathfrak{O})$  Kilg. freies Hydrogen zu Wassergas, so wird durch den Verbrennungsprozess eine Wärmemenge  $w$  entwickelt, die durch folgende Formel ausgedrückt werden kann:

$$w = 2400 \mathfrak{K}_2 + 7050 \mathfrak{K}_3 + 34500 \left( \mathfrak{H} - \frac{1}{8} \mathfrak{O} \right) - 650 \mathfrak{B} \quad . . . (1)$$

Das letzte negative Glied rührt daher, weil das hygroskopische Wasser verdampft und zur Bildung von 1<sup>Kilogramm</sup> Wasserdampf circa 650 Wärmeeinheiten nothwendig sind.

Erfolgt die Verbrennung ganz vollständig und vollkommen, so dass aller Kohlenstoff  $\mathfrak{K}$  des Brennstoffs zu Kohlensäure und alles freie Hydrogen zu Wassergas verbrennt, und ist überdies der Brennstoff vollkommen trocken, so dass er gar kein hygroskopisches Wasser enthält, so ist:

$$\mathfrak{K}_2 = 0, \quad \mathfrak{K}_1 = 0, \quad \mathfrak{K}_3 = \mathfrak{K} \quad \text{und} \quad \mathfrak{B} = 0$$

demnach wird:

$$w = 7050 \mathfrak{K} + 345000 \left( \mathfrak{H} - \frac{1}{8} \mathfrak{O} \right) \quad . . . . . (2)$$

Natürlich wird eine Verbrennung, wobei auch Rauch, Kohlenoxydgas und Wasserdampf gebildet wird, eine viel geringere Wärmemenge entwickeln, als in dem Fall einer vollständigen und vollkommenen Verbrennung.

Die folgende Tabelle gibt die Heizkraft verschiedener Brennstoffe.

Benennung des Brennstoffs.	Heizkraft. Wärme- einheiten.	Bemerkungen.
Trockene Holzkohle . . . .	7050	für jede Holzart.
Gewöhnliche Holzkohle . . .	6000	0·2 Wasser enthält.
Reine Koke . . . . .	7050	
Steinkohlen erster Qualität .	7050	0·02 Asche enthält.
„ zweiter „ . . . . .	6345	0·10 „ „
„ dritter „ . . . . .	5932	0·20 „ „
Vollkommen trockenes Holz .	3666	für jede Holzart.
Luftgetrockenes Holz . . . .	2945	0·2 Wasser enthält.
Torf erster Qualität . . . .	3000	
Ordinärer Torf . . . . .	1500	
Wasserstoffgas . . . . .	34500	
Kohlenoxydgas . . . . .	2400	
Sumpfgas . . . . .	13000	
Oelbildendes Gas . . . . .	12000	
Baumöl . . . . .	11200	
Rüböl . . . . .	9300	
Weingeist . . . . .	7200	
Talg . . . . .	8000	
Schwefel . . . . .	2200	
Tsrpentinöl . . . . .	11000	

#### Luftmenge zur Verbrennung von 1<sup>Kilogramm</sup> Brennstoff.

1 <sup>Kilogramm</sup> atmosphärische Luft enthält .	0·21 O	und 0·79 N
1 „ Wasser „ . . . . .	0·88 O	„ 0·11 H
1 „ Kohlenoxydgas „ . . . . .	0·57 O	„ 0·43 C
1 „ Kohlensäure „ . . . . .	0·72 O	„ 0·28 C

Vermittelst dieser Daten kann die Luftmenge berechnet werden, die zum Verbrennen von 1<sup>Kilogramm</sup> Brennstoff erforderlich ist, welcher  $\alpha$  Kohlenstoff,  $\beta$  Hydrogen und  $\gamma$  Oxygen enthält. Setzen wir eine vollständige und vollkommene Verbrennung voraus, so dass aller Kohlenstoff zu Kohlensäure und alles freie Hydrogen zu Wassergas verbrennt.

Um 1<sup>Kilogramm</sup> Kohle zu Kohlensäure zu verbrennen, sind nach obigen Daten nothwendig  $\frac{0·72}{0·28} = 2·57$  Kilogramm Oxygen und diese werden geliefert durch  $\frac{2·57}{0·21} = 12·2$  Kilogramm atmosphärischer Luft. Demnach sind 12·2 Kilogramm

atmosphärische Luft notwendig, um  $\mathfrak{R}$  Kilg. Kohle zu Kohlensäure zu verbrennen.

Ein Kilogramm Hydrogen erfordert  $\frac{0.88}{0.11} = 8^{klg}$  Sauerstoff, und dieser wird geliefert durch  $\frac{8}{0.20} = 38.1^{klg}$  atmosphärische Luft. Die  $(\mathfrak{S} - \frac{1}{8} \mathfrak{D})$  Kilg. freies Hydrogen des Brennstoffs brauchen daher  $38.1 (\mathfrak{S} - \frac{1}{8} \mathfrak{D})$  Kilg. atmosphärische Luft.

Nennt man nun  $L$  die Luftmenge in Kilogrammen, welche zur vollständigen Verbrennung von  $1^{klg}$  Brennstoff notwendig ist, so hat man:

$$L = 12.2 \mathfrak{R} + 38.1 \left( \mathfrak{S} - \frac{1}{8} \mathfrak{D} \right) \dots \dots \dots (1)$$

Vermittelt dieser Formel findet man:

für vollkommen trockenes Holz . . . . .	$L = 6.3$
„ lufttrockenes Holz . . . . .	$L = 5.1$
„ Holzkohle . . . . .	$L = 11.3$
„ Steinkohle . . . . .	$L = 11.6$
„ Koke . . . . .	$L = 10.4$

Dabei sind die mittleren chemischen Zusammensetzungen der Tabelle 194 der Resultate für den Maschinenbau in Rechnung gebracht worden.

Bei den Kesselfeuerungen ist die Luftmenge, welche die Verbrennung unterhält, gewöhnlich um die Hälfte grösser oder selbst zweimal so gross, als die oben berechnete kleinste Luftmenge, durch die eine vollständige Verbrennung theoretisch möglich ist.

**Temperatur der Verbrennungsgase.** Wenn wir voraussetzen, dass die Wirkungsgrösse oder mechanische Arbeit, die durch den Verbrennungsakt entwickelt wird, vollständig in den Aether übergeht und in den Dynamiden radiale Schwingungen hervorbringt, kann die Temperatur der Verbrennungsgase durch Rechnung genauer bestimmt werden als durch Versuche, denn die Physik ist nicht im Besitz eines Pyrometers, welches Temperaturen von 1000 bis 2000 Graden mit Verlässlichkeit angibt.

Nennen wir:

$w$  die totale Wärmemenge, die durch Verbrennung von  $1^{klg}$  Brennstoff entwickelt wird und durch die früher aufgestellten Formeln bestimmt wurde,

$A, A_1, A_2, \dots$  die Stoffmengen in Kilogrammen, welche bei dem Verbrennungsakt gegenwärtig sind,

$c_1, c_2, c_3 \dots$  die Wärmekapazitäten dieser Stoffe,  
 $t_1, t_2, t_3 \dots$  die Temperaturen derselben vor der Verbrennung,  
 $T$  die Temperatur der Verbrennungsgase.

Dies vorausgesetzt, sind:

$$A_1 c_1 (T - t_1), A_2 c_2 (T - t_2), A_3 c_3 (T - t_3) \dots$$

die Wärmemengen, welche die Stoffe in sich aufnehmen, indem ihre Temperaturen um  $T - t_1, T - t_2, T - t_3$  gesteigert werden. Wenn also nur Erwärmungen statt finden, hat man:

$$W = A_1 c_1 (T - t_1) + A_2 c_2 (T - t_2) + A_3 c_3 (T - t_3) + \dots$$

oder summatorisch ausgedrückt:

$$W = \Sigma A c (T - t) = T \Sigma A c - \Sigma A c t$$

demnach wird:

$$T = \frac{W + \Sigma A c t}{\Sigma A c} \dots \dots \dots (1)$$

Geschieht die Verbrennung von  $1^{Kilogramm}$  Brennstoff mit  $L$  Kilogramm atmosphärischer Luft von  $t^\circ$  Temperatur, so bestehen die Verbrennungsgase grösstentheils aus atmosphärischer Luft, wird man sich also von der Wahrheit nicht weit entfernen, wenn man die Wärmekapazität der  $L + 1^{Kilogramm}$  Verbrennungsgase gleich der Wärmekapazität der atmosphärischen Luft, also gleich  $0.237$  setzt, und dann findet man:

$$T = t + \frac{W}{0.237 (L + 1)} \dots \dots \dots (2)$$

Die Temperatur der Verbrennungsgase ist, wie man aus dieser Gleichung ersieht und wie auch ohne alle Rechnung eingesehen werden kann, um so grösser, je energischer die chemische Aktion ( $W$ ) und je kleiner die Stoffmenge ( $L + 1$ ) ist, welche den aktiven Erfolg in sich aufzunehmen hat. Wenn Wasserstoffgas in reinem Sauerstoff verbrennt, ist die chemische Aktion ( $W$ ) höchst energisch, dagegen die Stoffmenge sehr klein, daher die Temperatur sehr hoch.

Wenn  $1^{Kilogramm}$  Wasserstoff mit reinem Sauerstoff verbrennt ist:  $W = 34500$ , für  $1^{Kilogramm}$  Wasserstoff  $A_1 = 1, c_1 = 3.4046$ , für  $8^{Kilogramm}$  Sauerstoff, welches  $1^{Kilogramm}$  Wasserstoff fordert,  $A_2 = 8, c_2 = 0.2182$ .

Ist die Temperatur der Gase vor ihrer Verbindung  $= 0$ , so ist  $t_1 = t_2 = 0$  und die Gleichung (1) gibt:

$$T = \frac{34500}{1 \times 3.4046 + 8 \times 0.2182} = 6700^\circ$$

Wenn Steinkohlen mit dem Minimum von kalter atmosphärischer Luft verbrannt werden, ist:

$$W = 7050, L = 11.6, t = 0$$

und dann findet man aus (2):

$$T = \frac{7050}{0.237 (11.6 + 1)} = 2361^\circ$$

Erfolgt aber die Verbrennung mit zweimal so viel Luft als das Minimum beträgt, also mit  $L = 23.2$ , so wird:

$$T = \frac{7050}{0.237 (23.2 + 1)} = 1229^\circ$$

Wenn es sich nur allein um Wärmemenge handelt, ist es im Allgemeinen gleichgültig, ob die Verbrennung mit viel oder mit wenig atmosphärischer Luft erfolgt, denn wenn die Verbrennung vollständig und vollkommen erfolgt, ist die Wärmemenge bei viel oder wenig Luft gleich gross. Allein wenn eine möglichst hohe Temperatur hervorgebracht werden soll, wenn es sich z. B. um die Schmelzung eines Stoffes handelt, wird der beabsichtigte Zweck oftmals nur durch eine Verbrennung mit dem Minimum von atmosphärischer Luft erreicht werden können. Wir werden übrigens in der Folge sehen, dass für eine vollständige und vollkommene Verbrennung eine möglichst hohe Temperatur der Verbrennungsgase vortheilhaft ist, dass es also fast in allen praktischen Verhältnissen für die Entwicklung der Wärme des Brennstoffs günstig ist, wenn die Verbrennung mit dem Minimum von atmosphärischer Luft erfolgt.

Die nachstehende Tabelle gibt für verschiedene Brennstoffe von mittlerer chemischer Zusammensetzung die Temperaturen der Verbrennungsgase, und zwar für den Fall a) wenn die Verbrennung mit dem Minimum von atmosphärischer Luft geschieht, und für den Fall b) wenn die die Verbrennung unterhaltende Luftmenge doppelt so gross ist als das Minimum. Die zwei Columnen a. b. sind vermittelt der Formeln (1) und (2) berechnet worden.

Brennstoff.	Chemische Zusammen- setzung.					Temperatur der Ver- brennungs- gase.	
	K	H	O	N	A	Fall a	Fall b
Holz, wasserleer . . . . .	0.493	0.063	0.444	0.000	0.015	1870	1010
Holz, lufttrocken . . . . .	0.394	0.051	0.355	0.200	0.015	1615	963
Torf, wasserleer . . . . .	0.541	0.055	0.326	0.000	0.076	1930	1111
Torf, lufttrocken . . . . .	0.443	0.044	0.261	0.200	0.061	1780	1000
Steinkohlen . . . . .	0.815	0.054	0.071	0.000	0.030	2350	1204
Holzkohlen . . . . .	0.930	0.000	0.000	0.000	0.070	2185	1130
Koke . . . . .	0.850	0.000	0.000	0.000	0.150	2180	1130
Anthracit . . . . .	0.900	0.040	0.032	0.000	0.028	2340	1210
Wasserstoffgas in Sauer- stoffgas verbrannt . . . . .	0.000	1.000	0.000	0.000	0.000	6700	

K = Kohlenstoff

H = Wasserstoff

O = Sauerstoff

N = Wasser

A = Asche

} in einem Kilg. Brennstoff.

Vergleicht man diese Temperaturen mit den Schmelztemperaturen der Metalle (Tafel 232, Seite 188 der Resultate für den Maschinenbau), so sieht man, dass alle in dieser Tabelle bezeichneten Metalle zum Schmelzen gebracht werden, wenn dieselben Verbrennungsgasen ausgesetzt werden, die keinen Rauch enthalten und nur das Minimum von atmosphärischer Luft, dass jedoch in den Verbrennungsgasen, die doppelt so viel Luft enthalten, zwar Gusseisen, nicht aber Schmiedeeisen zum Schmelzen kommt.

Für die Erhaltung der Roste und Dampfkessel wäre eine Feuerung mit dem Minimum von atmosphärischer Luft sehr bedenklich, obgleich die Abkühlung, welche das im Kessel enthaltene Wasser (von 100 bis 150° Temperatur) in der Kesselwand bewirkt, gegen das Schmelzen schützt.

Eine hohe Temperatur der Verbrennungsgase ist vorteilhaft für den Verbrennungsprozess, für die vollständige und vollkommene Verbrennung, ist auch nothwendig, wenn diese Gase zu Schmelzprozessen oder zu andern Vorgängen dienen, die nur allein durch äusserst hohe Temperaturen gelingen können. Eine hohe

Temperatur ist jedoch für die Erhaltung der Gefässe, in welchen Luft oder Wasser bis zu einer mässigen Temperatur erhitzt werden sollen, jederzeit nachtheilig, denn wenn auch nicht so leicht eine Schmelzung des Metalls, aus welchem das Gefäss gebildet ist, zu befürchten steht, so werden doch diese Gefässe durch Oxydation rasch abgenützt (durchgebrannt), denn wenn metallische Körper, und insbesondere wenn Eisen mit glühendheisser atmosphärischer Luft in Berührung kommt, bildet sich Metalloxyd und das Metall verschwindet allmählig.

Aus diesen Andeutungen stellt sich aber doch heraus, dass eine gewisse Temperatur der Verbrennungsgase für die Conservirung der Gefässwände am Vortheilhaftesten sein dürfte. Denn wenn die Verbrennung mit einer Luftmenge erfolgt, die nur wenig grösser ist als das Minimum, entsteht zwar möglicher Weise eine sehr hohe Temperatur, werden aber die Verbrennungsgase nur äusserst wenig freien Sauerstoff enthalten. Erfolgt die Verbrennung mit einer Luftmenge, die viel grösser ist als das Minimum, so entsteht zwar eine nur mässige Temperatur, enthalten jedoch die Verbrennungsgase sehr viel freien Sauerstoff; in diesen zwei extremsten Fällen (gar kein freier Sauerstoff und sehr viel freier Sauerstoff) wird also, wie es scheint, ein Verbrennen der Gefässwände nicht eintreten, dagegen ist dieses zu befürchten, wenn wenig freier Sauerstoff und ziemlich hohe Temperaturen gleichzeitig vorhanden sind.

**Destillation der Brennstoffe.** Wenn Holz oder Steinkohlen in einer Retorte von Eisen oder von feuerfestem Thon eingeschlossen und der Glühhitze ausgesetzt werden, entsteht eine Auflösung, nicht aber eine Verbrennung des Brennstoffs. Dieser Vorgang wird Destillation genannt. Er besteht darin, dass sich aus dem Brennstoff Gasmassen entwickeln, und zwar anfänglich in sehr grosser Menge, hierauf allmählig in abnehmender Menge. Nach 4 bis 5 Stunden hört diese Gasentwicklung auf und bleibt in der Retorte ein Rückstand, der nichts als glühende Kohle ist. In welchem Grade die Gasentwicklung mit der Zeit abnimmt, zeigt die folgende Zahlenreihe eines Destillationsversuchs mit Steinkohlen.

Die erste Stunde liefert eine Gasmenge von	38·00 <sup>Kbm</sup>
„ zweite „ „ „ „	29·00 <sup>Kbm</sup>
„ dritte „ „ „ „	22·00 <sup>Kbm</sup>
„ vierte „ „ „ „	15·66 <sup>Kbm</sup>
„ fünfte „ „ „ „	9·33 <sup>Kbm</sup>
„ sechste „ „ „ „	6·00 <sup>Kbm</sup>

Das in dieser Zahlenreihe verborgene Gesetz wird annähernd ausgedrückt durch die Formel

$$Q = 120 \left( 1 - e^{-0.38 t} \right)$$

in welcher  $Q$  die Gasmenge in Kubikmetern ausdrückt, die während  $t$  Stunden Destillationszeit entwickelt wird.

Dass die Gasentwicklung beim Beginn der Destillation sehr lebhaft ist, mit der Zeit aber rasch abnimmt, erkennt man beim Laden der Retorten in den Gaswerken. Anfangs entweicht aus dem Brennstoff ein dicker Qualm von Rauch und Gasen, aber nach einiger Zeit hört diese Erscheinung auf, der Rauch wird allmählig durchsichtig, verschwindet zuletzt ganz und es entweichen zuletzt nur noch durchsichtige Gase im glühenden Zustand.

Werden alle Gase eines Destillationsaktes aufgesammelt und auf ihre chemische Zusammensetzung untersucht, so findet man bei Steinkohlen folgende Bestandtheile:

- 1) Kohlenwasserstoffgas . . . . .  $\text{CH}_4$
- 2) Oelbildendes Gas . . . . .  $\text{CH}$
- 3) Kohlenoxydgas . . . . .  $\text{CO}$
- 4) Kohlensaures Gas . . . . .  $\text{CO}_2$
- 5) Schwefelwasserstoffgas . . . . .  $\text{SH}$
- 6) Ammoniakgas . . . . .  $\text{NH}_3$
- 7) Hydrogengas . . . . .  $\text{H}$

Die Gase 5) und 6) entstehen durch den in der Regel geringen Gehalt von Schwefel und Stickstoff. Sie sind, wenn die Destillationsprodukte als Leuchtgas verwendet werden sollen, nachtheilig, weil sie kein Licht geben und einen höchst unangenehmen Geruch verbreiten. Werden die Destillationsprodukte zur Wärmeerzeugung gebraucht, so schaden sie an und für sich nicht; allein der Schwefel zerstört die Dampfkessel und ist im Eisenschmelzungsprozess sehr nachtheilig, weil das Eisen durch einen geringen Grad von Schwefelgehalt kaltbrüchig wird.

Die Zusammensetzung der Destillationsgase ist aber in den verschiedenen Zeitpunkten des Destillationsaktes verschieden. Am Anfang der Destillation ist das Gas reich an  $\text{CH}$  und  $\text{CH}_4$ , arm an  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$  und  $\text{H}$ , gegen das Ende der Destillation nimmt der Gehalt von  $\text{CH}$  und  $\text{CH}_4$  mehr und mehr ab, nach 6 bis 8 Stunden werden nur noch geringe Spuren von  $\text{H}$  und  $\text{CO}$  entwickelt.

Aehnlich ist der Vorgang der Destillation von Holz, nur mit dem Unterschied, dass die Gase  $\text{SH}$  und  $\text{NH}_3$  nicht vorkommen, weil im Holz weder  $\text{S}$  noch  $\text{N}$  enthalten ist.

Reine Kohlen (Holzkohle oder Koks) können nicht destillirt werden, weil der Kohlenstoff in Gasform nicht existirt.

**Bedingungen einer vollständigen und vollkommenen Verbrennung eines Brennstoffes.** Fast in allen technischen Vorgängen geschieht die Verbrennung der Brennstoffe vermittelt atmosphärischer Luft. Der Stickstoff spielt dabei nur eine passive Rolle; er geht keine Verbindungen ein, verursacht deshalb keine Wärmeentwicklung, sondern nimmt nur einen Theil der Wärme, die durch die Verbrennung der Kohle und des Wasserstoffgases entwickelt wird, in sich auf und wird bis zur Temperatur der Verbrennungsgase erwärmt. Zu einer vollständigen und vollkommenen Verbrennung gehört, dass aller Kohlenstoff des Brennstoffes zu Kohlensäure und alles Hydrogen zu Wassergas verbrannt wird. Im Allgemeinen gilt der Satz, dass die Verbindung des  $O$  mit dem  $H$  und  $C$  des Brennstoffs nur dann erfolgt, wenn 1) die Temperatur der atmosphärischen Luft wenigstens 400 bis 500° beträgt (Ebelmann), 2) der Brennstoff im glühenden Zustande sich befindet, 3) eine möglichst innige und hinreichend andauernde Berührung zwischen der Luft und dem Brennstoff, so wie auch mit den aus demselben entweichenden Destillationsgasen statt findet. Da die atmosphärische Luft gewöhnlich mit einer ganz niedrigen Temperatur in den Feuerherd eintritt, so muss sie zuerst durch die Hitze des glühenden Brennstoffs bis zu 200 bis 500° erhitzt werden, ist dies geschehen, so soll sie sich so direkt als möglich der glühenden Kohlenatome des Brennstoffs und der aus demselben entweichenden Destillationsgase bemächtigen, so zwar, dass der Verbrennungsakt entweder vollständig oder doch beinahe vollständig vorüber ist, so wie die Gasmasse das Bereich des glühenden Brennstoffs verlassen hat. Jede nachträgliche Verbrennung gelingt nur unvollständig. Die Verbrennungsgase enthalten eine so grosse Masse von Stickgas, von Kohlensäuregas und überhaupt von inaktiven Gasen, dass sich in dieser Masse die Atome der verbrennbaren und noch nicht verbrannten Atome mit den Sauerstoffatomen nicht zusammenfinden. Oder es fehlt an hinreichender Menge von atmosphärischer Luft, oder es fehlt an der innigen Mischung von verbrennbaren Gasen mit atmosphärischer Luft, oder endlich es ist die Temperatur nicht hoch genug. Man kann also sagen, dass jeder Verbrennungsakt unvortheilhaft ist, bei welchem die Verbrennung erst nachträglich und nicht direkt erfolgt.

**Praktische Mittel zu einer vollständigen Verbrennung.** Um die Verbrennung eines Brennstoffes in der angedeuteten Weise zu be-

wirken, muss man beachten: 1) die Trocknung des Brennstoffs, 2) die Grösse der Brennstoffstücke, 3) die Einrichtung des Feuerherds, 4) die Dicke der Brennstoffschicht im Feuerherd und die Stärke der Anfachung, 5) die Beschickung des Herdes oder Feuerrostes mit Brennstoff, 6) Grösse des Rostes.

Ueber diese Punkte werden die nachfolgenden Erläuterungen Aufschluss geben.

Daß trockener Brennstoff mehr Wärme entwickelt als nasser, ist Jedermann bekannt und liegt in der Natur der Sache. Denn nicht nur, dass zur Verdampfung von jedem Kilogramm des im Brennstoff enthaltenen Wassers circa 650 Wärmeeinheiten nothwendig sind, die also verloren gehen, so kommt noch der ungünstige Umstand dazu, dass gerade durch diesen Wärmeverlust die Temperatur der Verbrennungsgase erniedrigt wird, was zur Folge haben kann, dass die Verbrennung unvollkommen, d. h. mit Rauchentwicklung geschieht. Eine künstliche Trocknung des Brennstoffs wird freilich in den meisten Fällen der Praxis nicht möglich, wohl aber kann man in den meisten Fällen wenigstens eine Lufttrocknung veranlassen.

Die Grösze der Brennstoffstücke ist, insbesondere bei Steinkohlenfeuerung, von grösserer Wichtigkeit als man denken sollte. Sind die Brennstoffstücke gar zu klein und theilweise sogar wie Kohlenklein, so fällt dieses durch die Rostspalten in den Aschenfall herab, und sind dann die Zwischenräume zwischen Brennstoffstückchen so klein und durch pulverige Theile angefüllt, dass die atmosphärische Luft schwer durchdringen kann. Unter solchen Umständen wird eine rauchfreie Verbrennung nicht stattfinden.

Sind dagegen die Brennstoffstücke sehr gross, ist also ihre Oberfläche gegen ihren Kubikinhalt sehr klein, so entwickeln sich im Innern der Steinkohlenstücke grosse Massen von Destillationsgasen, die aus den Poren, Spalten und Ritzen der Stücke hervorqualmen, und wenn auch durch die weiten Zwischenräume zwischen den Brennstoffstücken grosse Mengen atmosphärischer Luft durchgehen können, so fehlt es doch an der zu einer vollständigen Verbrennung nothwendigen innigen Mischung der Destillationsgase mit der atmosphärischen Luft; es gibt also in diesem Falle abermals Rauch.

Man will gefunden haben, dass, wenigstens bei Dampfkesselheizungen, wo die Dicke der Brennstoffschichte auf dem Rost nicht mehr als 0.1 bis 0.12<sup>m</sup> beträgt und die Anfachung eine mässige ist, die Verbrennung am besten erfolgt, wenn die Brennstoffstücke un-

gefähr die Grösse eines Hühneis haben. Diese vortheilhafte Grösse der Brennstoffstücke richtet sich jedoch auch nach der Beschaffenheit der Kohlen und nach der Dicke der Brennstoffschichte. Ist diese, wie bei Kupolöfen (wo allerdings Koks und nicht Steinkohlen angewendet werden) sehr gross, so können auch grosse Stücke gut verbrennen.

**Die Dicke der Brennstoffschicht. Anfachung. Kost.** Die Dicke der Brennstoffschicht ist bei verschiedenen Feuerungsanlagen sehr verschieden. Sie beträgt bei den Kesselfeuerungen in der Regel nur 0.10 bis 0.12<sup>m</sup>. Bei Lokomotivfeuerungen 0.4 bis 0.7<sup>m</sup>. Bei den Kupolöfen 2 bis 3<sup>m</sup>, endlich bei den Kokshochöfen 6 bis 13<sup>m</sup> Höhe und alle diese Feuerungen geschehen ungefähr gleich vollkommen.

Man könnte daher bei oberflächlicher Auffassung dieser richtigen Thatsachen leicht zu dem Fehlschluss verleitet werden, dass die Dicke der Brennstoffschichte beinahe gleichgiltig wäre. Allein wenn man bedenkt, dass die Anfachung bei Dampfkesselheizungen ganz schwach ist und durch Kamine veranlasst wird, bei Lokomotivfeuerungen durch das Auspusten des Dampfes erwirkt wird und weit heftiger ist, bei Kupolöfen durch Ventilatoren geschieht, endlich bei Hochöfen durch gewaltige Gebläsemaschinen, so erkennt man durch Kombination der Thatsachen über die Intensitäten der Anfachung mit der Thatsache in Betreff der Brennstoffschicht, dass sich mit einer lebhaften Anfachung eine dicke Brennstoffschicht sehr wohl verträgt, oder es folgt aus der Gesammtheit dieser Thatsachen, dass die Dicke der Brennstoffschicht von der Anfachungsgeschwindigkeit abhängt. Berücksichtigt man noch ferner den früher ausgesprochenen Gedanken, dass die heisse Luft eine gewisse Zeit mit dem glühenden Brennstoff in Berührung bleiben muss, damit der Verbrennungsakt vollständig vor sich gehen kann, so wird man auf den Gedanken geleitet, dass die Durchgangszeit der Luft durch die Brennstoffschicht constant und überhaupt so gross sein soll, als die Zeitdauer des chemischen Processes.

Nennt man nun:

- $R$  die Grösse der Rostfläche,  
 $mR$  die Summe der Querschnitte aller Luftspalten zwischen den Roststäben,  
 $\mathfrak{B}$  das Volumen der auf dem Rost liegenden glühenden Brennstoffmenge,  
 $d = \frac{\mathfrak{B}}{R}$  die mittlere Dicke der Brennstoffschicht,

$B$  die Brennstoffmenge in Kilogrammen, welche in jeder Stunde auf dem Rost verbrennt,

$v$  die Anfachungsgeschwindigkeit, welche wir nach der Geschwindigkeit messen können, mit der die Luft die Rostspalten durchströmt, in Metern,

so können wir nach dem oben ausgesprochenen Grundsatz setzen:

$$A = \alpha v \dots \dots \dots (1)$$

wobei  $\alpha$  die für jeden Brennstoff durch Erfahrung zu bestimmende Zeit bezeichnet, in der die Luft mit dem glühenden Brennstoff in Berührung bleiben soll.

Es ist ferner:

$$\mathfrak{B} = A R \dots \dots \dots (2)$$

Endlich muss die durch die Rostspalten einströmende Luftmenge  $v m R$  der zu verbrennenden Luftmenge proportional sein. daher hat man:

$$v m R = \beta B \dots \dots \dots (3)$$

wobei  $\beta$  ein nur von der Natur des Materials abhängiger Coefficient ist.

Aus dieser Gleichung folgt:

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{B} &= \frac{\alpha \beta}{m} B \\ R &= \frac{\alpha \beta}{m} \frac{B}{A} \\ v &= \frac{A}{\alpha} = \frac{\beta}{m} \frac{B}{R} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

Bestimmt man die Coefficienten  $\alpha$  und  $\beta$  durch die Thatsachen, welche gut angeordnete Kesselfeuerungen und Lokomotivfeuerungen liefern, so findet man:  $\alpha \beta = \frac{1}{1895}$ ,  $\alpha = \frac{1}{7}$ , demnach:

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{B} &= \frac{1}{1895} \frac{B}{m} \\ R &= \frac{1}{1895} \frac{B}{m A} \\ v &= 7 A \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

Nach diesen Resultaten ist also 1) die auf den Rost zu legende Brennstoffmenge der Brennstoffmenge proportional, die stündlich verbrannt werden soll; ist 2) die Rostfläche der Brennstoffmenge, die stündlich verbrannt werden soll, direkt und der Dicke der Brennstoffschicht verkehrt proportional; ist endlich 3) die Anfachungsgeschwindigkeit der Dicke der Brennstoffschicht proportional.

### Roste.

**Rosteinrichtungen und Beschickung.** Nachdem wir nun die allgemeinen Grundsätze kennen gelernt haben, die eine vortheilhafte Verbrennung der Brennstoffe herbeiführen können, wenden wir uns zur Betrachtung der speziellen Rosteinrichtungen, durch welche jene Grundsätze verwirklicht werden sollen.

**Offene Herdfeuerung und Kaminfeuerung.** Bei diesen Feuerungsarten liegt das Brennmaterial auf einer ebenen ununterbrochenen Ebene aus irgend einem feuerfesten Material, und die atmosphärische Luft strömt seitlich zu. Diese Verbrennungsweise ist äusserst unvortheilhaft, weil die innige Berührung und Mischung der atmosphärischen Luft mit dem Brennstoff und dem Destillationsgase nicht statt findet und in der Regel nur die strahlende Wärme der Flamme benutzt wird, während die Verbrennungsgase ganz unbenutzt in das Kamin aufsteigen. Dies gilt auch von der insbesondere in England üblichen Kaminfeuerung.

**Der gewöhnliche ebene Rost.** Tafel XIII., Fig. 5. Bei diesem Rost, der am häufigsten gebraucht wird, wird das Brennmaterial durch die Schüröffnung a auf den Rost gelegt und auf demselben gleichförmig vertheilt. Die atmosphärische Luft tritt durch den Aschenraum ein, zieht durch die Rostspalten und die Brennstoffmasse, und unterhält die Verbrennung.

Der Verbrennungsakt richtet sich theils nach der Natur des Brennstoffs, theils nach der Beschickungsweise. Die Brennmaterialien sind: a) Holzkohlen, b) Koke, c) Holz, d) Steinkohlen, e) Torf. Die Beschickungsweisen sind: a) die zeitweise, b) die continuirliche. Die Vertheilung des Brennstoffs geschieht entweder a) über den ganzen Rost, b) über den halben Rost.

Es würde zu weitläufig sein, alle möglichen Fälle im Detail zu besprechen, wir beschränken uns auf wenige Hauptfälle.

Nehmen wir erstens an: Holzkohlen oder Koksfeuerung, zeitweise Beschickung, gleichförmige Vertheilung über den ganzen Rost.

Im Moment, wenn eine Beschickung statt findet, befindet sich auf dem Rost eine dünne Schicht von glühenden Kohlen, die von der atmosphärischen Luft durchströmt werden. Ist die Beschickung geschehen, so liegt auf den glühenden Kohlen, die vor der Beschickung auf dem Rost lagen, eine Schicht von kalten schwarzen Kohlen. Die Luft dringt durch die Rostspalten ein, er-

wärmt sich bei ihrem Durchgang durch die rothen Kohlen, kommt dann in die schwarzen Kohlen, kann sich aber mit diesen nicht chemisch verbinden, weil die Temperatur zu niedrig ist. Es bildet sich daher kalter Rauch, der durch die Luftzüge nach dem Kamin zieht. Dieser Zustand dauert so lange fort, bis die aufgegebene Kohlenschicht ebenfalls glühend geworden ist, worauf sich sodann die Sauerstoffatome der Luft der an der Oberfläche des Brennstoffs befindlichen Körperatome bemächtigen, und die Verbrennung zu Kohlensäure oder Kohlenoxydgas erfolgt. Dieser Zustand dauert fort, bis die glühende Kohlenschicht so dünn geworden ist, dass eine nächste Beschickung nothwendig wird. Diese Feuerungsart hat zwei Nachtheile: 1) der Brennstoffverlust durch den nach der Beschickung entstehenden Rauch, 2) eine stets zunehmende statt abnehmende Luftzuführung. Die Luftzuführung sollte nämlich allmählig schwächer und schwächer werden, so wie die Dicke der Brennstoffschicht abnimmt, es geschieht aber das Gegentheil, weil der Widerstand, den der Brennstoff dem Durchgang der Luft entgegensetzt, abnimmt, so wie die Dicke der Schicht kleiner wird. Diese verkehrte Luftzuführung könnte nur beseitigt werden, wenn durch einen Schieber der Luftkanal an einer bestimmten Stelle allmählig verengt würde.

Betrachten wir ferner den Fall: Steinkohlenfeuerung, zeitweise Beschickung, gleichförmige Vertheilung über den ganzen Rost.

Im Moment, wenn der Rost beschickt wird, liegt auf demselben eine dünne Schicht von glühenden ausdestillirten Steinkohlen, also Koks. Nachdem die Beschickung geschehen ist, liegt auf der glühenden Koksschicht eine dünne Schicht schwarzer Steinkohlen. Bis diese erhitzt ist, bildet sich schwarzer Rauch, dessen Kohle verloren geht. Hierauf beginnt die Destillation der Steinkohlen. Die Destillation erfolgt in jedem Steinkohlenstückchen vom innersten Punkte an bis an die Oberfläche. Die Destillationsgase entweichen durch die Poren, Ritzen und Spalten aus der Oberfläche der Brennstoffstücke in Form von Gasstrahlen. Die durch den Rost eintretende kalte atmosphärische Luft wird zuerst erhitzt, kommt dann mit einer Temperatur von 400 bis 500° an eine Stelle, wo vielleicht nur glühende Koks sind, bewirkt ihre Verbrennung, gelangt dann vermisch mit Kohlensäure und Kohlenoxydgas in das Bereich der im Destillationsakt befindlichen Steinkohlen und bewirkt die Verbrennung der Destillationsgase, jedoch nur unvollständig, weil die Berührung zwischen der Luft und dem Destillationsgase zu kurze Zeit dauert, und eine nachträgliche Verbrennung im Feuerraum aus den früher Seite 306 angeführten Gründen nicht gut von statten

geht. Diese Verbrennungsart ist also, wie man sieht, nicht vortheilhaft, indem 1) Anfangs sehr viel Rauch gebildet wird, 2) später die Destillationsgase unvollständig verbrennen, 3) zuletzt, wenn die Destillation ziemlich vorüber ist, zu viel Luft eintritt, wenn nicht der Zugschieber sehr aufmerksam bedient wird.

Betrachten wir nun folgende Verbrennungsweise: 1) Steinkohlen, 2) zeitweise Beschickung 3) des halben Rostes.

Bei dieser Feuerungsart wird beim ersten Anfeuern der ganze Rost gleichförmig beschickt. Ist die Verbrennung so weit fortgeschritten, dass sich der Brennstoff in Koks umgewandelt hat, so wird derselbe auf die hintere Hälfte des Rostes geschoben und gleichförmig vertheilt und wird die dadurch leer gewordene vordere Hälfte des Rostes mit frischen Steinkohlen beschickt. Der Rauch, welcher sich anfangs bildet, so wie die Destillationsgase, die sich später aus den Steinkohlen entwickeln, streichen dann über die auf der hintern Rosthälfte liegenden glühenden Koks hin und können, vorausgesetzt, dass eine hinreichende Menge von heisser atmosphärischer Luft Zutritt, ziemlich vollständig verbrannt werden. Ist die Steinkohle auf der vordern Rosthälfte abdestillirt, hat sie sich also in Koks verwandelt, so wird sie auf die hintere Rostfläche geschoben und wird die vordere Rostfläche abermals mit frischen Steinkohlen versehen. Diese Feuerungsweise ist wohl besser als die beiden früher beschriebenen, allein eine vollständige rauchfreie Verbrennung ist doch auch nicht zu erzielen, denn die Luftzuführung und Mengung der eingetretenen Luft mit dem Rauch und mit den Verbrennungsgasen ist beinahe dem Zufall überlassen, daher ganz unsicher.

**Der schräge Rost.** Tafel XIII., Fig. 6. Bei dieser Einrichtung werden zwei Roste a und b angewendet. Der vordere Rost a hat eine schräge Lage und ist grösser als der hintere, etwas tiefer und horizontal liegende Rost. Der Rost a wird gleichförmig beschickt. Ist das Material grösstentheils niedergebrannt, so wird es zurückgeschoben und fällt auf den kleinen Rost b, worauf neuerdings a mit frischen Steinkohlen beschickt wird. Die Schlacken, welche auf dem hintern Rost liegen bleiben, werden mit Haken durch die Oeffnung zwischen den beiden Rosten hervorgezogen und in den Aschenraum geworfen. Die Leistungen dieser Feuerung mögen ungefähr so gut sein, als die eines gewöhnlichen Rostes bei halber Beschickung. Die leichte Beseitigung der Schlacken von dem Rost b ist ein Vorthail.

**Der Treppenrost mit Schachtbeschickung.** Tafel XIII., Fig. 7. Bei dieser Einrichtung hat der Rost, wie bei dem vorhergehenden, eine schräge Lage. Der Brennstoff wird aber in den Schacht a geworfen und fällt allmählig durch sein Gewicht auf den geneigten Rost herab, so dass er auf demselben eine Schicht bildet, deren Dicke allmählig von oben nach unten abnimmt.

Der Zustand der Feuerung ist hier nicht ein periodischer, sondern ein sich stets gleichbleibender, aber der Vorgang ist an verschiedenen Stellen des Rostes verschieden; oben liegen auf dem Rost rauchende Kohlen, in der Mitte befinden sich die Kohlen im Zustand der Destillation, unten sind glühende Koks, der Rauch und die Destillationsgase mengen sich unten mit der durch die Koks erhitzten atmosphärischen Luft und werden verbrannt. Der Verbrennungsakt kann auf diese Weise ziemlich vollkommen vor sich gehen, allein diese Einrichtung hat den praktischen Nachtheil, dass die Reinigung des Rostes von Asche und Schlacken sehr schwer zu Stande gebracht wird.

**Rotirender Rost mit continuirlicher Beschickung.** Tafel XIII., Fig. 8. Der Rost ist kreisrund und durch eine Axe gehalten und getragen, die aber durch ein Lager gehalten wird und sich unten mittelst eines Zapfens in einer Pfanne dreht. Die Axe dieses Rostes wird durch irgend einen Mechanismus von einer Transmission aus langsam gedreht. Der Brennstoff wird stetig durch einen Schacht a in kleinen Quantitäten auf den Rost herabgeworfen. Im regelmässigen Gang der Feuerung bildet der Brennstoff auf dem Rost eine ringförmige Schicht, in welcher in der Richtung der Drehung alle Zustände von der frischen Kohle an bis zu ausdestillirten Koks getroffen werden. Wird die Bewegung des Rostes so langsam gemacht, dass an der dem Schacht diametral gegenüber befindlichen Stelle des Rostes bereits glühende Koks liegen, so zieht der von der frischen Kohle ausgehende Rauch und ziehen die von den im Destillationsakt befindlichen Kohlen ausgehenden Gase über die glühenden Koks hin und können dort ziemlich gut verbrannt werden. Diese Einrichtung ist sehr alt, ihrem Prinzip nach sehr gut, aber für die Anwendung doch von keinem Werth. Will man die Kohlenzubereitung von Hand bewerkstelligen lassen, so ist dazu ein besonderer Arbeiter nothwendig. Will man sie automatisch durch einen selbstwirkenden Mechanismus hervorbringen, so hat man es mit einer konstruktiven Aufgabe zu thun, die wenigstens bis jetzt noch nicht mit Glück gelöst wurde, und wohl schwerlich jemals gelöst werden wird. Dann aber ist doch auch hier die Verbrennung

nicht eine ganz unmittelbare, sondern mehr nur eine nachträgliche, daher unvollkommen.

**Der Kettenrost mit continuirlicher Beschickung.** Tafel XIII., Fig. 9. Der Brennstoff fällt bei dieser Einrichtung durch einen Schacht a auf einen Zuführungsapparat, bestehend aus einer Kettenbewegung, die mit schmalen eisernen Tischplatten versehen ist. Die Bewegung des Mechanismus geschieht automatisch und erfolgt so langsam, dass der Brennstoff vollkommen ausgebrannt am Ende der Kette ankommt, wo er als glühende Schlacke in den Aschenfall fällt.

Das Prinzip dieser Einrichtung ist ganz gut, aber es bedarf kaum einer Erwähnung, dass dieser Kettenmechanismus unter der Einwirkung der Glühhitze, der Asche und des Kohlenstaubes nicht bestehen kann.

**Der Godmer'sche Schraubenrost.** Tafel XIII., Fig. 10. Bei dieser Anordnung sind die Roststäbe a von einander ganz getrennt. Sie liegen mit ihren Enden auf zwei Leisten, und werden durch zwei Schrauben b b mit abnehmender Steigung und abnehmender Gewindhöhe zurückbewegt. Dort angekommen fallen sie herab und werden durch zwei Schrauben wiederum nach vorwärts bewegt und zuletzt in die Höhe gehoben, um abermals einen ähnlichen Bewegungscyclus zu durchlaufen. Der Brennstoff soll continuirlich und in kleinen Quantitäten durch einen Schacht auf die vordern Stäbe des Rostes gebracht werden. Da die Steigung der Gewinde nach hinten zu allmählig abnimmt, nimmt auch die Entfernung der Roststäbe allmählig ab, was zur Folge hat, dass die kleinen Brennstoffstückchen, die zuletzt noch auf dem Rost liegen, nicht durch die Spalten fallen, und dass zuletzt nicht zu viel Luft eintreten kann. Die ganze Einrichtung ist zu komplizirt und nicht haltbar.

**Roste für nachträgliche Verbrennung.** Tafel XIII., Fig. 11. Diese Einrichtung unterscheidet sich von der eines ganz gewöhnlichen Rostes nur durch mehrere kleine Luftkanäle a, die an der Rückwand des Aschenraums beginnen und an der Feuerbrücke endigen. Diese Kanäle haben die Bestimmung, den Verbrennungsgasen atmosphärische Luft zuzuführen; allein wenn dieselbe, wie es hier der Fall ist, im kalten Zustand in den Feuerraum eintritt, wird sie die Verbrennungsgase abkühlen, nicht aber die noch unverbrannten Stoffe verbrennen.

**Nachträgliche Verbrennung mit Ventilator.** Tafel XIII., Fig. 12. Beim regelmässigen Gang dieser Feuerung ist der Aschenraum ganz geschlossen und die Luft wird durch einen Ventilator theils in den Aschenraum bei *a*, theils durch die Seitenwände des Feuerungsraums bei *b b b* eingeblasen. Wenn die Luft auf ihrem Wege von dem Ventilator bis zu den Mündungen der Einblasröhren durch abgehende Wärme erhitzt wird, kann auf diese Weise die Verbrennung begünstigt werden. Durch Einblasen von kalter Luft wird jedoch nicht viel zu erreichen sein.

**Der Doppelrost.** Tafel XIV., Fig. 1. *c d* sind zwei Roste, für jeden ist eine Einfeuerung *a* und *b* vorhanden. *g h* sind Oeffnungen, die nach dem Aschenfall führen, also unterhalb der Rostfläche sich befinden. Sie sind mit Schiebern versehen, um geöffnet oder geschlossen werden zu können. *e f* sind zwei Schieber, durch welche die von den beiden Rosten ausgehenden Züge verschlossen werden können. Man denke sich *g* und *f* geöffnet, *h* und *e* geschlossen, der Rost *c* sei mit kalten Kohlen von *a* aus beschickt. Auf dem Rost *d* liegen glühende halbabgebrannte Kohlen. So wird der von *c* ausgehende Rauch und die Verbrennungsgase über die glühenden Kohlen von *d* hinstreichen, wodurch die Verbrennung bewirkt werden soll. Ist die Kohle auf *c* halb verbrannt, so ist sie auf *d* ganz niedergebrannt. Beschickt man nun den Rost *a* von *b* aus mit frischer Kohle und ändert die Stellung der Schieber so, dass *h* und *e* geöffnet, *g* und *f* geschlossen werden, so geht der Rauch von *d* über *e* durch *c* nach dem Kessel *k*. Die Wirkung dieses Doppelrostes ist ähnlich der eines gewöhnlichen Rostes mit halber Beschickung.

**Der Schachtrost.** Tafel XIV., Fig. 2. Der Rost *b* befindet sich hier in einem Schacht, in welchem das Brennmaterial bei *b* eingebracht wird. Der Kanal *f* unter dem Rost ist ganz geschlossen und führt bei *d* nach dem Kessel. Die Luft wird durch den Kanal *c* vermittelt eines Ventilators oder stark ziehenden Kamins in den Schacht getrieben. In regelmässigem Gang dieser Feuerung besteht die auf dem Rost liegende Brennstoffmasse aus drei Schichten. Die unterste Schicht sind glühende Koks, die mittlere Schicht besteht aus Kohlen, die sich im Zustande der Destillation befinden, die oberste Schicht besteht aus rauchenden Kohlen. Das Prinzip dieser Feuerung ist in der That vortrefflich. Die Luft wird hier im Rauch erhitzt, vermengt sich mit demselben und mit den Destillationsgasen der mittleren Schicht und dieses Gemenge von Luft, Rauch und von De-

stillationsgasen geht dann durch die unterste glühende Schicht. Eine vortheilhaftere Verbrennungsweise wird wohl kaum ausgedacht werden können, aber dennoch sind diese Schachtröste nur selten anwendbar, und zwar aus folgenden Gründen: 1) wenn die Verbrennung vollkommen geschehen soll, muss der Rost verhältnissmässig klein und muss dagegen die Dicke der Brennstoffschicht gross sein. Es ist also eine heftige Anfachung erforderlich, wie sie durch ein Kamin nur selten hervorgebracht werden kann. 2) Die Reinigung des Rostes von Asche und Schlacken ist mit Schwierigkeiten verbunden und kann erst dann gut bewerkstelligt werden, wenn man das Feuer ganz niederbrennen lässt. 3) die Roststäbe sind hier einer Temperatur ausgesetzt, der sie nicht widerstehen. Sie werden weissglühend, biegen sich und fallen herab.

**Der Dumery'sche Rost.** Tafel XIV., Fig. 3. Dieser Rost hat die Einrichtung, dass das frische Brennmaterial nicht wie bei einem gewöhnlichen Rost auf den glühenden Brennstoff geworfen, sondern zwischen dem Rost und dem auf demselben liegenden halb oder ganz abgebrannten Brennstoff hineingeschoben werden soll. Gelingt diese Beschickung, so gewährt sie für die Verbrennung die Vortheile eines Schachtröstes, hat aber den Vorzug, dass die Roststäbe nicht glühend werden können, weil durch dieselben die kalte Luft eintritt und weil sie wenigstens kurz nach dem Nachschüren nur mit kaltem frischem Brennstoff in Berührung stehen. Um diese Beschickung zu bewirken, hat *Dumery* folgende Einrichtung ausgedacht. Der Rost *a* ist nicht eben, sondern ist in der Mitte erhöht, bildet also eine von der Seite her gegen die Mitte hin ansteigende cylindrische Fläche. Der Brennstoff (Steinkohlen) wird nicht continuirlich, sondern zeitweise eingebracht. Zu diesem Behufe sind neben dem Rost winkelförmige Röhren mit einem vertikalen Schenkel und einem horizontalen Schenkel *b* angebracht. An dem äusseren Ende der letzteren sind Drücker *a a* angebracht, die sehr verschiedene Einrichtungen erhalten können. In der Zeichnung haben sie die Form von Drehklappen. Die Steinkohlen werden in die Röhren *c c* geworfen, bis die Winkelröhren ganz angefüllt sind, und die Einbringung derselben geschieht, indem die Drücker von Zeit zu Zeit in die Röhren *b b* hineingeschoben und dann wiederum zurückbewegt werden. Gehen die Drücker in die Röhren *b b* hinein, so schieben sie die Steinkohlen in Form eines Keiles längs der hohlen Fläche des Rostes fort, dadurch werden die glühenden Koks nach dem höchsten Punkt des Rostes zusammen geschoben, überstürzen sich und fallen zu beiden Seiten auf die frische Steinkohle

herab. Werden die Drücker aus den Röhren *b b* zurückgezogen, so fällt die Kohle aus dem Schachtrohre herab und füllt die Räume aus, welche durch die rückgängige Bewegung der Drücker leer geworden sind.

Das Prinzip dieser Rostbeschickung ist vortrefflich, allein die Verwirklichung desselben ist bis jetzt noch nicht in befriedigender Weise gelungen. Ganz abgesehen von der praktischen Schwierigkeit der Konstruktion dieser Drücker und ihres Bewegungsmechanismus, kann denn doch auf diese Weise diejenige Uebereinander-schichtung des Brennstoffs, welche eine ganz vortheilhafte Verbrennung erwarten lässt, nicht wohl hervorgebracht werden. Die frische Kohle, die halb abdestillirte Kohle und die ausdestillirten Koks werden bei dieser Einrichtung mehr nebeneinander, statt übereinander gelagert. Die drei Schichten sollten in der ganzen Ausdehnung des Rostes in gleicher Dicke übereinander zu liegen kommen, was durch diese Einrichtung ohne Nachhilfe durch den Heizer nicht geschehen wird.

Die Resultate, welche man durch Versuche mit *Dumery'schen* Rosten erhalten hat (siehe *Weber*, die rauchfreie Verbrennung der Steinkohlen, Seite 45), werden zwar hie und da ziemlich günstig dargestellt, allein man findet auch wenig versprechende Urtheile. Namentlich drückt sich *Combes* in seinem Bericht über die Versuche mit *Dumery'schen* Feuerungen in folgender Weise aus:

„Nos essais semblent démontrer que l'usage des procédés ou des appareils fumivores ne donne lieu dans aucun cas à une économie de combustible. La chaleur développée par la combustion des particules charbonneuses qui constituent la fumée, étant à peu près compensée par la déperdition résultant de la plus grande masse d'air chaud, qui secale par la cheminée.“

Ebenso spricht sich auch der Bericht über die in Sachsen angestellten Versuche über die Heizkraft der Steinkohlen, Seite 479, in einer Weise aus, die für die Zukunft der rauchverzehrenden Feuerungen wenig hoffen lässt. Es heisst da unter Anderm:

„Wohl mag es nicht selten vorkommen, dass durch Anbringung eines „Rauchverbrennungsapparates“ die Nutzleistung einer Kesselanlage um Vieles verbessert wird, aber dann ist dieselbe vorher unvollkommen gewesen, und die Neuerung hat durch Verminderung des Zuges, Vergrößerung der Heizfläche, Verkleinerung der Rostfugenfläche oder sonstige Verbesserungen mehr gewirkt, als durch Verbrennung des Rauches. Man trenne also endlich die Forderung der vollständigsten Rauchverhütung von der einer grossen Brennstoffersparnis und täusche sich nicht länger durch

„Erwartung ökonomischer Vortheile von rauchverzehrenden Apparaten als solchen!“

Es muss der Zukunft überlassen bleiben zu entscheiden, ob es gelingen wird, das Grundprinzip, auf welchem die Dumery'sche Feuerung beruht, ganz glücklich zu verwirklichen. Jedenfalls ist es ganz richtig, wenn man behauptet, dass die frische Kohle zwischen dem Rost und der darauf liegenden Schicht von glühenden Koks eingebracht werden soll. Denn wie dies gelingt, kann die Verbrennung so gut geschehen, wie bei einem Schachtrost, ohne dass die Roststäbe glühend werden und ohne Schwierigkeiten hinsichtlich der Reinigung des Rostes und der Beseitigung der Schlacken zu begegnen.

**Der rotirende Rost von George in Paris.** Tafel XIV., Fig. 4. Diese Feuerung beruht auf dem gleichen Grundgedanken, wie jene von Dumery. Der Rost *a* ist rund und glockenförmig und hat in der Mitte eine runde Oeffnung. Er ist unbeweglich. Der Beschickungsapparat befindet sich auf einem beweglichen Wagen und kann unter den Rost gerollt werden. Er besteht aus einem Cylinder, der durch eine Stütze *c* gehalten ist, die sich an dem Wagen *a* befindet. *e* ist ein konisches Gefäss, das mit einer vertikalen Axe verbunden ist, an welcher Schraubenwindungen angebracht sind. Das Gefäss *e*, die Axe und die Schraubenwindungen bilden also ein Stück, das sich unten mit einem Zapfen in einer auf dem Wagen angebrachten Pfanne dreht. Es wird dadurch eine vertikale Stellung erhalten, indem die Schraubengänge die innere Fläche des Cylinders beinahe berühren. Das Gefäss *e* mit der Axe und Schraube kann durch ein Räderwerk von der Kurbel *f* aus gedreht werden.

Beim regelmässigen Gang der Feuerung ist der Rostkessel, der Cylinder *b* und das Gefäss *e* mit Brennstoff gefüllt. Will man nachschüren, so wird von der Kurbel *f* aus das Gefäss *e* mit der Schraube gedreht, wodurch die Steinkohlen in die Höhe geschraubt werden, weil *b* keine Drehung macht. Der kalte Brennstoff kommt auf diese Weise in den tiefsten Punkt des Rostkessels, hebt den darüber liegenden halbverbrannten Brennstoff in die Höhe, wodurch er seitlich abfällt und sich über den Rost verbreitet. Die Einrichtung ist jedenfalls recht sinnreich ausgedacht.

**Dr. Gall's Feuerungsanlage (Kesselfeuerung).** Tafel XIV., Fig. 5 u. 6. Hier sind mehrere getrennte Feuerungen *a*<sub>1</sub> *a*<sub>2</sub> *a*<sub>3</sub> angeordnet. Jede derselben hat ihren besonderen Aschenfall *c*<sub>1</sub> *c*<sub>2</sub> *c*<sub>3</sub>, einen besondern

Rost  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$  und eine besondere Feuerthür. Die Roste sind durch feuerfeste Scheidewände getrennt. Ueber den Rosten erhebt sich ein gemeinschaftlicher Verbrennungsschacht  $b$ , in welchem die Mischung der Destillationsgase und des Rauches geschieht und wo deren vollständige Verbrennung stattfinden soll. Die Verbrennungsgase ziehen herauf durch die Züge nach dem Kamin und geben dabei ihre Wärme an die Kesselwände ab. Die Roste sollen nicht gleichzeitig, sondern wechselnd beschickt werden, so dass auf einem Rost frische Kohlen, auf dem zweiten Rost in Destillation befindliche Kohlen und auf dem dritten Rost glühende Koke vorhanden sind. Auch kann jeder einzelne Rost zur Hälfte beschickt werden. Bei dieser Einrichtung ist nicht so sehr für eine unmittelbare Verbrennung, als vielmehr für eine bestmögliche nachträgliche Verbrennung gesorgt. Der Schlot  $b$  gewährt zwei Vortheile: 1) werden in demselben die Verbrennungsgase nicht so stark abgekühlt, als bei gewöhnlichen Kesselfeuerungen, bei welchen der Kessel die Decke des Feuerungsraumes bildet, und 2) bewirkt dieser Schlot einen lebhaften Zug, indem die Verbrennungsgase in  $b$  eine Temperatur von 1000 bis 1200° besitzen, daher 4 bis 5 mal leichter sind, als die äussere atmosphärische Luft. Ein Fuss Schlothöhe gibt daher so viel aus, als 4 bis 5 Fuss Kaminhöhe. Wir werden dies in der Folge in der Kamintheorie nachweisen. Die Sachverständigen, welche Kesselanlagen mit *Gall'scher* Einrichtung beobachtet haben, sprechen sich über die Leistungen sehr günstig aus, allein verlässliche Nachweisungen fehlen doch noch, und dürften in Zukunft ausbleiben.

Die Bedienung der drei Roste erfordert eine nicht geringe Aufmerksamkeit und Sorgfalt. Die Verbrennung ist eine nachträgliche und nicht unmittelbare, verspricht also prinzipiell angesehen, doch nicht mehr als eine Doppelrostfeuerung, und der Vortheil, den der Schlot  $b$  gewähren mag, ist wohl nicht sehr hoch anzuschlagen, denn eine Ermässigung der Kaminhöhe ist kein so erheblicher Vortheil, kann sogar in sofern als ein Nachtheil angesehen werden, als der Kohlenstaub des Rauches zu nahe am Kamin niederfällt.

**Der Etagenrost von Langen.** Tafel XIV., Fig. 7. Dieser Rost hat einige Aehnlichkeit mit dem Treppenrost, ist aber doch von diesem wesentlich verschieden. Der Etagenrost bildet wie der Treppenrost eine schiefe Fläche  $AB$ , die Roststäbe haben die Richtung  $AB$  der stärksten Neigung, sie gehen aber nicht continuirlich fort, sondern sind durch horizontale Spalten  $a$   $b$   $c$  von 0.04 bis 0.06<sup>m</sup>

Weite unterbrochen, und an jedem der untern Ränder dieser Spaltöffnungen schliessen mehrere nach aussen gerichtete eiserne Platten  $a a_1, b b_1, c c_1$ , an. Am unteren Ende des Rostes ist ein weiterer kleiner Schlackenrost  $BC$  vorhanden. Die Steinkohlen werden bei der Beschickung des Rostes zuerst auf die Tischplatten  $a a_1, b b_1, c c_1, \dots$  geschaufelt und dann mit einem Stössel durch die Spaltöffnungen  $a b c$  auf die Rostfläche hineingeschoben, wobei die auf dem Rost liegenden glühenden halbverbrannten Steinkohlen weggedrückt und die frischen Kohlen so ziemlich zwischen den Rost und die glühenden Koks gelangen, wie es für einen vortheilhaften Destillationsakt nothwendig ist. Dieser Rost hat eine sehr grosse Verbreitung gefunden und dürfte wohl die beste Einrichtung genannt werden, die bis jetzt ausgedacht worden ist. In neuerer Zeit hat der Ingenieur *Langen* noch mancherlei Veränderungen angebracht.

#### Anlage der Kamine.

**Allgemeine Theorie der Kamine.** Die Luft wird den Feuerherden gewöhnlich durch einen Kamin zugeführt. Weil die Luft im Kamin eine hohe Temperatur hat, ist das Gewicht der im Kamin enthaltenen Luftmenge kleiner, als ein eben so grosses Volumen von äusserer atmosphärischer Luft, und daher auch kleiner als die Differenz der Pressungen, die unmittelbar unter dem Rost und an der Mündung des Kamins statt finden. Hierdurch wird das Aufsteigen der Luft im Kamine und das Einströmen derselben in den Feuerherd bewirkt.

In den verschiedenen Theilen des ganzen Kanalsystems welches die Luft durchströmt, herrschen verschiedene Spannungen. Unmittelbar unter dem Rost herrscht der atmosphärische Druck  $\mathfrak{A}$ . Unmittelbar über dem Rost ist ein gewisser Druck  $p_0$  vorhanden, der kleiner als  $\mathfrak{A}$  ist. Durch die Differenzen  $\mathfrak{A} - p_0$  wird die Luft durch die Rostspalten und durch die unregelmässigen Zwischenräume zwischen den Brennstoffstücken getrieben, und werden die Widerstände überwunden, welche diesem Luftdurchgang entgegenwirken. Am Fusse des Kamins, also am Ende der Luftzüge, herrscht eine gewisse Pressung  $p_1$ , die kleiner als  $p_0$  ist, und durch die Differenz  $p_1 - p_0$  wird die Luft durch die Luftzüge getrieben, und werden die verschiedenen Widerstände überwunden, die dieser Bewegung entgegenwirken. An der Mündung des Kamins herrscht eine gewisse Pressung  $\mathfrak{A}_1$ , die wiederum kleiner ist als  $p_1$ , und zwar um so viel, als das Gewicht der im Kamin enthaltenen Luft beträgt.

Durch die Differenz  $p_1 - p_2$  wird die Luft gehoben, und werden die Widerstände überwunden, welche die Kaminwände dem Aufsteigen der Luft entgegensetzen.

Auch die Temperaturen der in dem Kanalsystem strömenden Gase sind veränderlich. Durch den Rost tritt zunächst kalte äussere atmosphärische Luft ein. Unmittelbar über dem Rost herrscht die ausserordentlich hohe Temperatur der grösstentheil aus atmosphärischer Luft bestehenden Verbrennungsgase. Von da an bis an den Fuss des Kamins hin nimmt die Temperatur der Verbrennungsgase allmählig ab, indem dieselben ihre Wärme grösstentheils an den Kessel abgeben. Durch das Kamin hinauf nimmt abermals die Temperatur etwas ab, weil ein Theil der Wärme durch die Kaminwände entweicht.

Entsprechend den an verschiedenen Stellen herrschenden Pressungen und Temperaturen, richtet sich die Dichte der Gase an verschiedenen Stellen des Kanalsystems.

Die Bewegung der Luft durch das ganze Kanalsystem kann auf verschiedene Weisen durch Rechnung verfolgt werden. Wir wollen zu diesem Behufe das allgemeine Prinzip der Thätigkeit ( $w - w = L - 1$ , Prinzipien der Mechanik, Seite 158) in Rechnung bringen. Diesem zufolge haben wir folgende Wirkungen und lebendigen Kräfte zu berechnen:

- 1) Die Wirkung, welche die unter dem Rost herrschende Pressung entwickelt, indem sie die Luft in die Rostspalten treibt.
- 2) Die Wirkung, welche erforderlich ist, um die Widerstände zu überwinden, welche dem Durchgang der Luft durch die Brennstoffmasse entgegenwirken.
- 3) Die Wirkung, welche die Luft entwickelt, indem sie von der unter dem Rost herrschenden Temperatur in die am Ende der Luftzüge vorhandene Temperatur übergeht und sich dabei ausdehnt.
- 4) Die Wirkung, welche erforderlich ist, um die Reibung der Luft in den Luftzügen zu überwinden und ferner die Widerstände der Verengungen, Erweiterungen und Krümmungen zu bewältigen.
- 5) Die Wirkung, welche der Erhebung der Luft im Kamin entspricht.
- 6) Die Wirkung, welche die Luft während des Aufstiegens entwickelt, indem sie sich von der am Fuss des Kamins herrschenden Spannung bis zu der an der Mündung des Kamins vorhandenen ausdehnt.
- 7) Die Wirkung, welche der Reibung der Luft an den Wänden des Kamins entspricht.

8) Die Wirkung, welche der Ueberwindung des an der Mündung des Kamins herrschenden Druckes entspricht. Endlich

9) Die lebendige Kraft, mit welcher die Luft aus der Mündung des Kamins in die Atmosphäre tritt.

Manche dieser Wirkungen werden wir nur annähernd berechnen, weil eine ganz genaue Berechnung, wegen der wechselnden Temperaturzustände der Gase, sehr grosse Schwierigkeiten verursacht.

Wir wählen zur Berechnung folgende Bezeichnungen:

$\gamma_0$  das Gewicht von einem Kubikmeter der dem Rost zuströmenden Luft bei  $0^\circ$  Temperatur,

$\mu$  der Druck der Atmosphäre an der Stelle, wo die Luft in den Rost einströmt,

$t$  die Temperatur der in den Rost einströmenden äussern atmosphärischen Luft,

$\alpha = 0.00367$  der Ausdehnungscoefficient für atmosphärische Luft bei  $1^\circ$  Temperaturänderung,

$R$  die Grösse der Rostfläche,

$d$  die Dicke der auf dem Rost liegenden Brennstoffschicht,

$R_1$  die Summe der Querschnitte der Rostspalten,

$L$  die Luftmenge in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde durch den Rost einströmt,

$\lambda$  die Länge der Züge vom Rost bis an den Fuss des Kamins,

$\omega$  der Querschnitt dieser Züge,

$c$  die Länge des Umfangs der Züge,

$t_1$  die mittlere Temperatur in den Zügen, welche wir jedoch nur schätzungsweise in Rechnung bringen werden,

$\Omega_1$  der Querschnitt des Kamins, den wir überall gleich gross annehmen wollen, obgleich derselbe nach oben zu abnimmt,

$\Omega$  der Querschnitt der Mündung des Kamins,

$C$  der Umfang des Kaminquerschnitts,

$H$  die Höhe des Kamins oder der Vertikalabstand der Mündung des Kamins und der Rostebene,

$T$  die mittlere Temperatur der Luft im Kamin,

$\mu_1$  die Pressung der Atmosphäre auf 1 Quadratmeter an der Mündung des Kamins,

$k, k_1, k_2, \dots$  Coefficienten zur Berechnung der verschiedenen Wirkungen.

Nebst diesen Bezeichnungen werden im Verlauf der Rechnung noch einige erforderlich, deren Bedeutung sich jedoch im Voraus nicht leicht erklären lässt.

Um das allgemeine Prinzip der Thätigkeit der Kräfte in der vorliegenden Aufgabe verständlich anzuwenden, betrachten wir den

ganzen Heizapparat als ein Röhrensystem A B C D, Tafel XIV., Fig. 8, das bei A einen Querschnitt  $R_1$ , bei D einen Querschnitt  $\Omega$  hat und daselbst mit beweglichen Kolben versehen ist, auf welche die äusseren Kräfte  $R$ ,  $\mathfrak{A}$  und  $\Omega \mathfrak{A}$ , einwirken.

Nennt man allgemein das Gewicht  $\gamma$  von einem Kubikmeter irgend einer Luftart, deren Temperatur  $u$  und deren Spannkraft  $y$ , so ist:

$$\gamma = \frac{y}{\mathfrak{A}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha u} \dots \dots \dots (1)$$

Wenn durch einen Querschnitt  $O$  des Kanalsystems in jeder Sekunde eine Luftmenge von  $L$  Kilogrammen strömt, deren Temperatur  $u$  und Spannkraft  $y$  ist, so erfolgt die Bewegung mit einer Geschwindigkeit  $v$ , und es ist:

$$L = \frac{y}{\mathfrak{A}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha u} O v \dots \dots \dots (2)$$

Hieraus folgt auch:

$$v = \frac{L \mathfrak{A} (1 + \alpha u)}{y \gamma_0 O} \dots \dots \dots (3)$$

$$O v = \frac{L \mathfrak{A} (1 + \alpha U)}{y \gamma_0} \dots \dots \dots (4)$$

Die letzte dieser Gleichungen drückt das in jeder Sekunde durch den Querschnitt  $O$  strömende Luftvolumen aus.

Für die durch die Rostspalten eintretende Luft ist  $u = t$ ,  $y = \mathfrak{A}$ ,  $O = R_1$ , demnach erhält man vermöge (3) für die Geschwindigkeit, mit welcher die Luft durch den Querschnitt  $R_1$  eintritt, folgenden Werth:

$$\frac{L (1 + \alpha t)}{\gamma_0 R_1}$$

Dies ist also auch die Geschwindigkeit, mit welcher der Kolben bei A fortrückt, und da der Druck gegen denselben  $\mathfrak{A} R_1$  beträgt, so ist die Wirkung, welche in jeder Sekunde produziert wird

$$+ \frac{L (1 + \alpha t)}{\gamma_0 R_1} \mathfrak{A} R_1 = + \frac{L \mathfrak{A} (1 + \alpha t)}{\gamma_0} \dots \dots \dots (5)$$

Die Wirkung, welche dem Durchgang der Luft durch die auf dem Rost liegende Brennstoffmasse entspricht, kann nur sehr unvollkommen annähernd berechnet werden.

Die gesammte Oberfläche der Brennstoffstücke ist annähernd dem Volumen  $\mathfrak{A} R$  der Brennstoffmasse proportional und die Luft reibt sich bei ihrem Durchgang an dieser Fläche. Die Geschwindigkeit, mit welcher die Luft die Spalten zwischen den Brennstoffstücken durchströmt, darf dem Werth von  $\frac{L (1 + \alpha t)}{\gamma_0 R}$  proportional

genommen werden. Die der Reibung entsprechende Wirkung ist daher zu setzen:

$$-k A R \left[ \frac{L(1 + \alpha t)}{\gamma_0 R} \right]^3 = -\frac{k(1 + \alpha t)^3 L^3 A}{\gamma_0^3 R^2} \quad (6)$$

Dieser Verlust fällt gross aus, wenn eine grosse Luftmenge durch eine dicke Brennstoffschicht geht, die auf einem kleinen Rost liegt, was der Natur der Sache gemäss ist. Die Grösse  $k$  ist ein durch Erfahrungen zu bestimmender Coefficient.

Da die Temperatur, die Dichte und Spannkraft der Luft bei ihrem Durchgang durch die Luftzüge veränderlich sind, kann der Reibungswiderstand der Luft an den Wänden nicht genau berechnet werden.

Die mittlere Geschwindigkeit der Bewegung ist vermöge (3), wenn man  $y = \mathfrak{A}$ ,  $O = \omega$ ,  $u = t$ , setzt:

$$\frac{L(1 + \alpha t)}{\gamma_0 \omega}$$

Die Dichte dieser Luft ist vermöge (1)  $\frac{\gamma_0}{1 + \alpha t}$

Die Wirkung, welche der Reibung entspricht, ist der Reibungsfläche  $\lambda c$ , der Dichte und dem Kubus der Geschwindigkeit proportional, kann also gesetzt werden:

$$-k_1 \lambda c \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t} \left[ \frac{L(1 + \alpha t)}{\gamma_0 \omega} \right]^3 = -\frac{k_1(1 + \alpha t)^3 \lambda c L^3}{\gamma_0^3 \omega^3} \quad (7)$$

wobei  $k_1$  ein Erfahrungscoeffizient ist.

Die Verluste an lebendiger Kraft, welche durch plötzliche Querschnittsänderungen, die in den Luftzügen etwa vorkommen, entstehen können, sind der Luftmenge und dem Quadrat der Luftgeschwindigkeit proportional zu setzen. Wir können sie daher annähernd ausdrücken durch

$$-k_2 L u^2 = -k_2 L \left[ \frac{L(1 + \alpha t)}{\omega \gamma_0} \right]^2 = -\frac{k_2(1 + \alpha t)^2 L^3}{\gamma_0^2 \omega^2} \quad (8)$$

wobei  $k_2$  eine Grösse ist, welche von den in den Zügen vorkommenden plötzlichen Verengungen oder Erweiterungen abhängt.

Beschränken wir uns auf den Fall, dass in den Zügen nur Eine plötzliche Querschnittsänderung vorkommt, die durch einen Schieber verursacht wird, so ist, vermöge Resultate für den Maschinenbau, Seite 134, der hierdurch entstehende Verlust an lebendiger Kraft

$$-\frac{L}{2g} \left[ \frac{L(1 + \alpha t)}{\omega \gamma_0} \right]^2 \left( \frac{\omega}{\omega_2 k_2} - 1 \right)^2 = -\frac{(1 + \alpha t)^2 L^3}{2g \gamma_0^2} \left( \frac{\omega}{\omega_2 k_2} - 1 \right)^2 \quad (9)$$

wobei  $\omega_2$  den verengten Querschnitt und  $k_2$  den Contractionscoefficienten bezeichnet.

Die Reibung der Luft an den Wänden verursacht einen Effektverlust, der der Reibungsfläche, der Dichte der Luft und dem Kubus ihrer Geschwindigkeit proportional ist; derselbe beträgt demnach:

$$-k_3 C H \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T} \left[ \frac{L (1 + \alpha T)}{\gamma_0 \Omega_1} \right]^3 = -\frac{k_3 (1 + \alpha T)^3 C H}{\gamma_0^3 \Omega_1^3} L^3 \quad (10)$$

Bei der Berechnung dieses Ausdrucks ist die Spannung in den Luftzügen gleich  $\mathfrak{A}$  gesetzt worden, wodurch eine kleine Ungenauigkeit entsteht.

Die der Erhebung entsprechende Wirkungsgrösse ist:

$$-L H \quad (11)$$

Beim Eintritt in den Rost hat die Luft eine Temperatur  $t$  und eine Spannkraft  $\mathfrak{A}$ ; beim Austritt aus dem Kamin hat sie eine Temperatur  $T$  und eine Spannkraft  $\mathfrak{A}_1$ . Um die Wirkungen zu berechnen, welche die Luft durch diese Zustandsänderung entwickelt, werden wir uns der Wahrheit ziemlich nähern, wenn wir annehmen, dass die Luft zuerst von  $t$  bis  $T$  ohne Aenderung ihrer Spannkraft erwärmt wird und sich ausdehnt und dann ohne Aenderung der Temperatur  $T$ , aber mit Aenderung der Spannkraft sich ausdehnt und aus der Spannung  $\mathfrak{A}$  in die Spannung  $\mathfrak{A}_1$  übergeht.

Vermöge (4) ist das ursprüngliche Luftvolumen (wegen  $\gamma = \mathfrak{A}$ )  $\frac{L (1 + \alpha t)}{\gamma_0}$ , dehnt sich die Luft aus, ohne Aenderung der Spannung, so wird ihr Volumen  $\frac{L (1 + \alpha T)}{\gamma_0}$ .

Die Volumsänderung ist daher  $\frac{L}{\gamma_0} (1 + \alpha T) - \frac{L}{\gamma_0} (1 + \alpha t) = \frac{L \alpha (T - t)}{\gamma_0}$  und die Wirkung, welche durch diese Ausdehnung entwickelt wird, indem dabei stets der äussere Druck  $\mathfrak{A}$  überwunden wird, ist:

$$+ \frac{L \alpha (T - t)}{\gamma_0} \mathfrak{A} \quad (12)$$

Indem das Luftvolumen  $\frac{L}{\gamma_0} (1 + \alpha T)$  ohne Aenderung der Temperatur aus der Spannung  $\mathfrak{A}$  in die Spannung  $\mathfrak{A}_1$  übergeht, entwickelt es eine Wirkung (Prinzipien der Mechanik, Seite 69)

$$+ \frac{L}{\gamma_0} (1 + \alpha T) \mathfrak{A} \log \text{nat} \frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{A}_1} \quad (13)$$

Allein der Druck  $\mathfrak{A}_1$ , der Luft an der Mündung des Kamins wird durch folgende Gleichung bestimmt:

$$\log \frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{A}_1} = \frac{\gamma_0 H}{\mathfrak{A} (1 + \alpha t)} \quad (14)$$

Diese Gleichung erhält man leicht, wenn man auf das Gesetz

der Abnahme der Dichte der äussern Luft Rücksicht nimmt. Durch Einführung dieses Werthes von  $\log \frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{A}_1}$  in den Ausdruck (13), wird derselbe:

$$L H \cdot \frac{1 + \alpha T}{1 + \alpha t} \dots \dots \dots (15)$$

Nun haben wir noch die Wirkung zu bestimmen, welche der Ueberwindung des an der Mündung bei D wirkenden äusseren Druckes entspricht.

Die Geschwindigkeit der Luft an der Mündung ist wegen (3)  $\frac{L \mathfrak{A} (1 + \alpha T)}{\mathfrak{A}_1 \gamma_0 \Omega}$ , die Grösse des Druckes gegen den Kolben D ist  $\Omega \mathfrak{A}$ , die zu berechnende Wirkung ist demnach:

$$-\frac{L \mathfrak{A} (1 + \alpha T)}{\mathfrak{A}_1 \gamma_0 \Omega} \Omega \mathfrak{A} = -\frac{L \mathfrak{A} (1 + \alpha T)}{\gamma_0} \dots \dots (16)$$

Endlich ist die lebendige Kraft der aus der Mündung strömenden Luft:

$$\frac{L}{2g} \left[ \frac{L \mathfrak{A} (1 + \alpha T)}{\mathfrak{A}_1 \gamma_0 \Omega} \right]^2 = \frac{(1 + \alpha T)^2}{2g \gamma_0^2} \frac{L^3}{\Omega^2} \left( \frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{A}_1} \right)^2 \dots \dots (17)$$

Aber es ist vermöge (14):

$$\frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{A}_1} = e^{\frac{\gamma_0 H}{\mathfrak{A} (1 + \alpha t)}}$$

wobei e die Basis der natürlichen Logarithmen berechnet. Weil aber in allen Fällen der Anwendung  $\frac{\gamma_0 H}{\mathfrak{A} (1 + \alpha t)}$  eine sehr kleine Grösse ist, so hat man annähernd:

$$e^{\frac{\gamma_0 H}{\mathfrak{A} (1 + \alpha t)}} = \left[ 1 + \frac{\gamma_0 H}{\mathfrak{A} (1 + \alpha t)} \right]$$

oder es ist annähernd:  $\frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{A}_1} = \left[ \frac{\gamma_0 H}{\mathfrak{A} (1 + \alpha t)} + 1 \right]$ , demnach wird der Ausdruck (17) für die lebendige Kraft der ausströmenden Luft

$$\frac{(1 + \alpha T)^2}{2g \gamma_0^2} \left[ 1 + \frac{\gamma_0 H}{\mathfrak{A} (1 + \alpha t)} \right]^2 \frac{L^3}{\Omega^2}$$

oder wenn man  $\frac{\gamma_0 H}{\mathfrak{A} (1 + \alpha t)}$  gegen die Einheit vernachlässigt:

$$\frac{(1 + \alpha T)^2}{2g \gamma_0^2} \frac{L^3}{\Omega^2} \dots \dots \dots (18)$$

Nunmehr sind alle Bestandtheile der Gleichung  $w - w = L - 1$  (Prinzipien, Seite 159) berechnet und wir erhalten daher folgenden Ausdruck:

$$\frac{(1 + \alpha T)^2}{2g\gamma_0^2} \frac{L^3}{\Omega^2} = \left\{ \begin{array}{l} + \frac{L \mathfrak{H} (1 + \alpha t)}{\gamma_0} \\ - \frac{k (1 + \alpha t)^2}{\gamma_0^2} \frac{L^3 \mathcal{A}}{R^2} \\ - \frac{k_1 (1 + \alpha t_1)^2}{\gamma_0^2} \frac{\lambda c}{\omega^2} L^3 \\ - \frac{(1 + \alpha t_1)^2}{2g\gamma_0^2} \left( \frac{\omega}{\omega_1 k_2} - 1 \right)^2 \frac{L^3}{\omega^2} \\ - \frac{k_3 (1 + \alpha T)^2}{\gamma_0^2} \frac{CH}{\Omega_1^3} L^3 \\ - L H \\ + \frac{L \alpha (T - t)}{\gamma_0} \mathfrak{H} \\ + L H \frac{1 + \alpha T}{1 + \alpha t} \\ - \frac{L \mathfrak{H} (1 + \alpha T)}{\gamma_0} \end{array} \right\} \quad (19)$$

Setzt man zur Abkürzung

$$m = \left\{ \begin{array}{l} \frac{2gk(1 + \alpha t)^2}{\gamma_0(1 + \alpha T)^2} \frac{\Omega^2 \mathcal{A}}{R^2} + 2gk_1 \left( \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha T} \right)^2 \frac{\lambda c \Omega^2}{\omega^3} \\ + \frac{(1 + \alpha t_1)^2}{(1 + \alpha T)^2} \left( \frac{\omega}{\omega_1 k_2} - 1 \right)^2 \frac{\Omega^2}{\omega^2} + 2gk_3 \frac{CH}{\Omega_1} \left( \frac{\Omega}{\Omega_1} \right)^2 \end{array} \right\} \quad (20)$$

so folgt aus der Gleichung (19):

$$L = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T} \Omega \sqrt{2gH \frac{\alpha(T - t)}{(1 + \alpha t)(1 + m)}} \quad (21)$$

Hiermit ist die Luftmenge berechnet, welche durch die Wirkung des Kamins in den Feuerherd einströmt und durch die Mündung des Kamins entweicht.

Die Grösse  $m$  enthält den Gesamteinfluss aller Bewegungshindernisse. Um den Werth von  $m$  für einen vorliegenden Fall numerisch berechnen zu können, muss man die Werthe der Coefficienten  $k$ ,  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $k_3$  kennen, was leider nicht genau der Fall ist. Doch werden wir diese Coefficienten zu bestimmen suchen.

Der Werth von  $m$  fällt klein aus unter folgenden Umständen, die also für den Erfolg günstig genannt werden müssen.

1) Wenn  $\mathcal{A}$  und  $\frac{\Omega}{R}$  klein sind, d. h. bei einer Feuerung mit einem grossen Rost und einer dünnen Brennstoffschicht.

2) Wenn  $\lambda \frac{c}{\omega} \frac{\Omega}{\omega}$  klein sind, d. h. wenn die Züge kurz sind, der Umfang der Züge im Verhältniss zu ihrem Querschnitt klein ist und wenn der Querschnitt der Züge im Verhältniss zum Quer-

schnitt der Kaminmündung gross ist. Das Verhältniss  $\frac{c}{\omega}$  fällt am kleinsten aus bei Zügen, die aus einem Kanal bestehen, wird jedoch gross, wenn die Züge durch eine grössere Anzahl von engen Röhren gebildet werden, wie dies bei den Lokomotivkesseln und Dampfschiffkesseln der Fall ist.

3) Wenn  $\frac{\omega}{\omega_2}$  klein ist, d. h. wenn der Zugschieber ganz aufgezogen wird.

4) Wenn  $\frac{CH}{\Omega_1} \left( \frac{\Omega}{\Omega_1} \right)^2$  klein ist, d. h. für ein verhältnissmässig niedriges, aber weites Kamin. Auch ist es gut, wenn das Kamin weiter ist als seine Mündung.

5) Wenn die Luft mit hoher Temperatur durch das Kamin aufsteigt; doch ist der Einfluss von  $T$  auf  $m$  von keiner Bedeutung, indem  $t_1$  und  $T$  gleichzeitig wachsen oder abnehmen und es nur allein auf das Verhältniss  $\frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha T}$  ankommt. Nachtheilig ist aber jederzeit die Abkühlung der Luft an den Wänden des Kamins, indem dadurch die mittlere Temperatur  $T$  der Kaminluft herabgesetzt wird, während die mittlere Temperatur  $t_1$  in den Luftzügen nicht alterirt wird.

Für alle normal angeordneten und in regelmässigem Betrieb befindlichen Kesselfeuerungen fällt der Werth von  $m$  beinahe gleich gross aus, denn für solche Anlagen sind die Verhältnisse  $\frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha T}$ ,  $\frac{\Omega^2 A}{R^2}$ ,  $\frac{\lambda c \Omega^2}{\omega^3}$ ,  $\left( \frac{\Omega}{\omega} \right)^2$ ,  $\frac{\omega}{\omega_2 k}$ ,  $\frac{CH}{\Omega_1}$ ,  $\left( \frac{\Omega}{\Omega_1} \right)^2$  nahe zu constant. Für die Aufstellung von Regeln zur Bestimmung der Abmessungen der Kamine für Dampfkesselheizungen dürfen wir also  $m$  als eine constante Grösse ansehen. Auszunehmen sind jedoch diejenigen Fälle, wenn etwa die Luftzüge ausserordentlich lang sind, was zuweilen der Fall ist, wenn das Kamin nicht neben der Feuerungsanlage, sondern in einer beträchtlichen Entfernung von derselben aufgestellt werden muss.

Aus der Gleichung (21) sieht man, dass die Luftmenge  $L$ , die das Kamin dem Feuerherd zuführt:

- 1) dem Querschnitt der Mündung des Kamins proportional ist;
- 2) der Quadratwurzel aus der Höhe proportional ist;
- 3) gross ausfällt, wenn  $T - t_1$ , d. h. wenn die Temperaturdifferenz im Kamin und der freien Luft gross ist, d. h. wenn bei kalter äusserer Luft die Verbrennungsgase stark erhitzt durch das Kamin aufsteigen. Allein die in der aufsteigenden Luft enthaltene Wärme ist rein verloren, man muss also die Kamine so einrichten, dass sie

selbst dann hinreichend Luft zuführen, wenn dieselbe ziemlich abgekühlt ist. In den meisten Fällen beträgt jedoch die Temperatur der Luft in den Kaminen 150 bis 200 Grade.

**Bestimmung der Werthe der Coefficienten  $k_1, k_2, k_3$ .** Nennt man  $\mathfrak{P}$  die unmittelbar über dem Rost herrschende Pressung,  $\mathfrak{B}$  das Luftvolumen bei  $t$  Grad Temperatur, so ist vermöge (6):

$$(\mathfrak{A} - \mathfrak{P}) \mathfrak{B} = \frac{k (1 + \alpha t)^3}{\gamma_0^3} \frac{L^3 \mathcal{A}}{R^2}$$

Wegen  $L = \mathfrak{B} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t}$  findet man

$$\mathfrak{A} - \mathfrak{P} = k \mathcal{A} \left( \frac{L}{R} \frac{1 + \alpha t}{\gamma_0} \right)^2$$

Nun ist  $\frac{L}{R} = \frac{L}{B} \times \frac{B}{R}$ . Aber vermöge der Seite 309 entwickelten Rosttheorie dürfen wir nehmen:

$$\frac{B}{R} = \frac{1895 \mathcal{A} m}{3600} = \frac{1895 \times 0.1 \times 0.25}{3600} = 0.013, \quad \frac{L}{B} = 1.5 \times 12 = 18$$

daher wird  $\frac{L}{R} = 0.235$ .

Nehmen wir  $t = 10^\circ$ , so erhalten wir:

$$\mathfrak{A} - \mathfrak{P} = k \cdot 0.1 \left( 0.235 \frac{1 + 0.00367 \times 10}{1.29} \right)^2 = 0.00356 k$$

Angenommen, die Differenz  $\mathfrak{A} - \mathfrak{P}$  entspreche einer Wassersäule von 2<sup>cm</sup> Höhe, so ist  $\mathfrak{A} - \mathfrak{P} = 0.02 \times 1000 = 20 \text{ K}^{\text{ts}}$ , und dann wird:

$$k = \frac{\mathfrak{A} - \mathfrak{P}}{0.00356} = \frac{20}{0.00356} = 5618$$

hiermit ist  $k$  annähernd bestimmt.

*d'Hurcourt* gibt Seite 204 seines Werkes (de l'éclairage au gaz) an, es sei nach *Peclet*:  $\beta = g k_1 = g k_2$ ,

für Kamine aus gebrannter Erde  $\beta = g k_3 = 0.031115$

„ gusseiserne rauchgeschwärtzte Kamine . . . = 0.01225

„ Blechkamine . . . . . = 0.006175

Für den mittleren dieser Coefficienten wird:

$$k_1 = k_2 = \frac{\beta}{9.81} = \frac{0.01225}{9.81} = 0.00125$$

Für  $k_3$  kann man mindestens nehmen:  $k_3 = 0.66$ . Die Werthe der Coefficienten sind daher:

$$k = 5618, \quad k_1 = k_2 = 0.00125, \quad k_3 = 0.66$$

Nimmt man für Steinkohlenfeuerung:

$$t = 10^\circ \quad \frac{\Omega}{R} = \frac{1}{6}, \quad \frac{\Omega}{\omega} = 2$$

$$T = 200^\circ$$

$$t_1 = \frac{1000 + 200}{2} = 600 \quad \frac{\omega}{\omega_2 k_2} = 2, \quad \frac{CH}{\Omega_1} = 100$$

$$A = 0.1$$

$$\frac{\lambda c}{\omega} = 142, \quad \gamma_0 = 1.029$$

so wird  $1 + \alpha t = 1.0367$ ,  $1 + \alpha T = 1.734$ ,  $1 + \alpha t_1 = 3.202$

$$\frac{2 g k (1 + \alpha t)^3 \Omega^2 A}{\gamma_0 (1 + \alpha T)^2 R^2} = 87.2$$

$$2 g k_1 \left( \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha T} \right)^3 \frac{\lambda C \Omega^3}{\omega^3} = 47$$

$$\left( \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha T} \right)^2 \left( \frac{\omega}{\omega_2 k_2} - 1 \right)^2 \left( \frac{\Omega}{\omega} \right)^2 = 14$$

$$2 g k_3 \frac{CH}{\Omega_1} \left( \frac{\Omega}{\Omega_1} \right)^2 = 2.45$$

und man findet  $m = 151$ . Mit diesem Werth von  $m$  und den obigen Werthen von  $t$  und  $T$  gibt die Formel (21):

$$\frac{L}{\Omega \sqrt{H}} = \frac{1.29}{1.734} \sqrt{2 \times 9.81 \times \frac{0.00367 (200 - 10)}{1.0367 \times 151}} = \frac{1}{4.4}$$

**Praktische Regeln zur Berechnung der Kamine.** Vermittelt der Gleichung (21) können wir nun Regeln zur Bestimmung der Hauptdimensionen der Kamine aufstellen.

Setzen wir zur Abkürzung:

$$\frac{\gamma_0}{1 + \alpha T} \sqrt{2 g \frac{\alpha (T - t)}{(1 + \alpha t) (1 + m)}} = \mu \dots \dots \dots (22)$$

so erhalten wir

$$L = \mu \Omega \sqrt{H} \dots \dots \dots (23)$$

Ist die Höhe des Kamins gegeben, so folgt aus dieser Gleichung

$$\Omega = \frac{L}{\mu \sqrt{H}} \dots \dots \dots (24)$$

Für freistehende Kamine wird gewöhnlich ein Verhältniss zwischen dem Durchmesser und der Höhe festgesetzt.

Nehmen wir an, der innere Querschnitt des Kamins sei ein Quadrat, dessen Seite gleich  $d$ , so hat man  $\Omega = d^2$  und die Gleichung (23) kann dann geschrieben werden:

$$L = \mu \sqrt{\left( \frac{H}{d} \right) d^3}$$

woraus folgt:

$$d = \left(\frac{1}{\mu}\right)^{\frac{2}{5}} \left(\frac{d}{H}\right)^{\frac{1}{5}} (L)^{\frac{2}{5}} \dots \dots \dots (25)$$

$$H = \left(\frac{1}{\mu}\right)^{\frac{2}{5}} \left(\frac{H}{d}\right)^{\frac{1}{5}} (L)^{\frac{2}{5}} \dots \dots \dots (26)$$

Für normal angelegte Dampfkesselheizungen, die in normaler Weise gefeuert werden, darf man annehmen, dass  $\mu$  eine Constante ist, die am verlässlichsten nach der Dimension von wirklich bestehenden Kaminen bestimmt werden kann.

Ich habe gefunden, dass man nehmen darf  $\mu = 924$ , und für freistehende Kamine  $\frac{d}{H} = \frac{1}{25}$ . Für diese Werthe geben die Formeln (23) und (24):

$$\Omega = \frac{N}{924 \sqrt{H}} \dots \dots \dots (27)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} H = 0.95 (L)^{\frac{2}{5}} \\ d = \frac{H}{25} \end{array} \right\} \dots \dots \dots (28)$$

Nennt man  $N$  die Pferdekraft der Maschine, für welche der Kessel bestimmt ist,  $\mathfrak{S}$  die Steinkohlenmenge,  $\mathfrak{H}$  die Holzmenge,  $L$  die Luftmenge, welche per Stunde für eine Maschine von  $N$  Pferdekraften erforderlich, so ist der Erfahrung zufolge zu setzen:

$$\text{oder es ist } \left. \begin{array}{l} N = \frac{\mathfrak{S}}{3} = \frac{\mathfrak{H}}{6} = \frac{L}{66} \\ L = 66 N = 22 \mathfrak{S} = 11 \mathfrak{H} \end{array} \right\} \dots \dots \dots (29)$$

und wenn man diesen Werth von  $L$  in die Gleichungen (27) und (28) einführt, so findet man:

$$\left. \begin{array}{l} *) \Omega = \frac{N}{14 \sqrt{H}} = \frac{\mathfrak{S}}{42 \sqrt{H}} = \frac{\mathfrak{H}}{84 \sqrt{H}} = \frac{L}{924 \sqrt{H}} \\ \text{und für } d = \frac{H}{25} \text{ (d die untere Weite des Kamins)} \\ H = 503 N^{\frac{2}{5}} = 3.14 (\mathfrak{S})^{\frac{2}{5}} = 2.45 \mathfrak{H}^{\frac{2}{5}} = 0.95 L^{\frac{2}{5}} \end{array} \right\} \dots \dots \dots (30)$$

Bei freistehenden gemauerten Kaminen nimmt die innere Weite von unten nach oben zu ab. Nennt man  $d$ , die obere Weite an der

\*) Die von d'Hurcourt, de l'éclairage au gaz, Pag. 225 aufgestellte Formel gibt auf unsere Maasseinheit reduziert  $\Omega = \frac{\mathfrak{S}}{66 \sqrt{H}}$ .

Mündung, so hat man zur Bestimmung dieser Abmessung folgende empirische Formel:

$$d_1 = d - 0.013 H \dots \dots \dots (31)$$

Damit das Kamin eine hinreichende Stabilität erhält, muss die Mauerdicke von oben nach unten zunehmen. Nennt man  $e_1$  die obere,  $e_2$  die untere Mauerdicke, so darf man nehmen:

$$\left. \begin{aligned} e_1 &= 0.18 \text{ Meter} \\ e_2 &= 0.18 + 0.015 H \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (32)$$

Die Resultate, welche die Formeln (30), (31), (32) geben, findet man Seite 201 der Resultate für den Maschinenbau. Auch ist dort eine empirische Regel zur Bestimmung der Dimensionen des Kaminfundaments aufgestellt.

Die Querschnittsform der gemauerten Kamine ist gewöhnlich quadratisch, mit oder ohne Abkantung, Tafel XIV., Fig. 9 bis 12, zuweilen kreisrund, ausnahmsweise regelmässig achteckig.

Der kreisrunde Querschnitt ist zwar hinsichtlich des Reibungswiderstandes, so wie wegen Abkühlung am besten, allein dieser Vortheil ist so klein, dass er in praktischer Hinsicht gar keine Beachtung verdient.

Die Fundamentirung und Aufmauerung muss mit grosser Sorgfalt geschehen, so dass der Bau selbst durch heftige Windstösse nicht wackelig oder rissig wird. Entstehen Risse, so tritt durch dieselben kalte Luft ein, es entsteht im Innern eine Abkühlung, wodurch die Zugkraft des Kamins sehr geschwächt wird.

Viereckige Kamine können mit gewöhnlich geformten Backsteinen aufgeführt werden, runde Kamine erfordern bogenförmig geformte Backsteine, die daher etwas kostspieliger sind.

Zuweilen findet man, dass die Kamine mit einem Säulenkapital geschmückt werden, allein dies ist nicht nur zwecklos, sondern ist auch gegen den gesunden Geschmacksinn. Die einfache Obeliskens-Pyramide, die aus dem Zweck selbst hervorgeht, ist auch am gefälligsten.

**Bug des Kamins bei einer Gall'schen Kesselfeuerung.** Wir haben früher die Einrichtung der Gall'schen Kesselfeuerung erklärt und beurtheilt, und haben darauf hingedeutet, dass bei dieser Feuerungsart die Kaminhöhe kleiner sein kann, als bei einer gewöhnlichen Feuerung. Dies wollen wir nun nachweisen.

Für eine gewöhnliche Kesselfeuerung haben wir Seite 327 den Ausdruck (21) gefunden, nämlich:

$$L = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T} \Omega \sqrt{2 g H \frac{\alpha (T - t)}{(1 + \alpha t)(1 + m)}} \dots \dots \dots (1)$$

In diesem Ausdruck bedeutet  $H$  die Höhe des Kamins, d. h. den Vertikalabstand der Mündung des Kamins über der Ebene des Rostes,  $T$  die mittlere Temperatur der Luft im Kamin. Um den analogen Ausdruck für eine Gall'sche Feuerung zu finden, müssen wir in diesem Ausdruck (1) für das vor dem Wurzelzeichen erscheinende  $T$  die Temperatur setzen, mit welcher die Luft das Kamin verlässt, wofür wir aber auch die mittlere Temperatur der Luft im eigentlichen Kamin nehmen dürfen, vorausgesetzt, dass der Wärmeverlust, welchen die Kaminwände verursachen, vernachlässigt werden darf. Allein für das unter dem Wurzelzeichen vorkommende  $T$  muss der mittlere Werth der Temperatur gesetzt werden, die im Schlot  $b$ , Tafel XIV., Fig. 5, 6, und im Kamin herrscht. Diese mittlere Temperatur ist annähernd:

$$\frac{(H-h)T + h\mathfrak{z}}{H}$$

wobei  $h$  die Höhe des Schlotes  $b$  und  $\mathfrak{z}$  die Temperatur der Verbrennungsgase im Schlot  $b$ ,  $T$  aber die Temperatur im eigentlichen Kamin bezeichnet, endlich  $H$  die Höhe der Mündung des Kamins über der Ebene des Rostes bedeutet.

Für das Kamin einer Gall'schen Feuerung können wir daher annähernd setzen:

$$L = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T} \Omega \sqrt{2gH \frac{\alpha}{(1 + \alpha t)(1 + m)} \left[ \frac{(H-h)T + h\mathfrak{z}}{H} - t \right]}$$

oder:

$$L = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T} \Omega \sqrt{2gH \frac{\alpha(T-t)}{(1 + \alpha t)(1 + m)} \left( 1 + \frac{h}{H} \frac{\mathfrak{z} - T}{T - t} \right)} \quad (2)$$

Hieraus sieht man, wenn bei einer Gall'schen Feuerung die Kaminhöhe, gemessen von der Rostebene bis zur Mündung, eben so gross ist als bei einer gewöhnlichen Feuerung und wenn in beiden Anlagen die Lufttemperatur  $T$  im eigentlichen Kamin den gleichen Werth hat, so ist die Luftmenge  $L$  bei der Gall'schen Einrichtung grösser. Ist z. B.  $h = 2^m$ ,  $H = 40^m$ ,  $\mathfrak{z} = 1200^\circ$ ,  $T = 200^\circ$ ,  $t = 20^\circ$ , so wird:

$$\sqrt{1 + \frac{h}{H} \frac{\mathfrak{z} - T}{T - t}} = \sqrt{1.3} = 1.14$$

Alles Uebrige gleich gesetzt, wird also in diesem Falle die Luftmenge bei der Anlage nach Gall im Verhältniss 1.14 zu 1 grösser als bei einer gewöhnlichen Einrichtung. Dieser Vortheil ist aber nicht erheblich.

Wollte man das eigentliche Kamin ganz weglassen und den Zug nur allein durch den untern Schlot  $b$  hervorbringen, so wäre zu setzen  $h = H$ , und dann hätte man vermöge (2):

$$L = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T} \Omega \sqrt{2gh \frac{\alpha(T-t)}{(1+\alpha t)(1+m)} - \left(1 + \frac{\mathfrak{X} - T}{T - t}\right)}. \quad (3)$$

wobei nun  $T$  die Temperatur bedeutet, mit welcher die Luft den Kessel verlässt und unmittelbar in die Atmosphäre tritt. Bei einer solchen Einrichtung wäre die Luftmenge  $L$  eben so gross, als bei einer ganz gewöhnlichen Feuerungsanlage mit einem Kamin von der Höhe  $H$ , wenn

$$\sqrt{h \left(1 + \frac{\mathfrak{X} - T}{T - t}\right)} = \sqrt{H}$$

oder wenn

$$h = \frac{H}{1 + \frac{\mathfrak{X} - T}{T - t}}$$

Für  $\mathfrak{X} = 1200^\circ$ ,  $T = 200^\circ$ ,  $t = 20^\circ$  wird  $\frac{h}{H} = \frac{1}{6.5}$ .

Diese Schlothöhe braucht also nur den sechsten Theil einer Kaminhöhe zu haben, um die gleiche Wirkung hervorzubringen, wie ein Kamin. Allein die Lokalverhältnisse werden schwerlich jemals von der Art sein, dass die Anwendung eines so zu sagen negativen oder nach abwärts gekehrten Kamins einen praktischen Vortheil zu gewähren im Stande wären, und bei einer mässigen Schlothöhe  $h$  von circa 2<sup>m</sup> ist die Wirkung desselben von keiner Erheblichkeit.

### Durchgang der Wärme durch Gefässwände.

**Voraussetzungen.** Wir wollen uns die Aufgabe vorlegen, die Wärmemenge zu bestimmen, die durch ebene, cylindrische und sphärische Gefässwände geht, wenn diese Wände mit Medien in Berührung stehen, die eine constante Temperatur haben.

Die Fortpflanzung der Wärme im Innern von starren Körpern wurde zuerst (1812) von *Fourier* \*), später (1815) von *Poisson* \*\*) untersucht. Ueber das Wesen der Wärme haben diese Geometer ihre Ansichten nicht ausgesprochen, sondern sie bauen ihre Theorien auf gewisse Voraussetzungen, und gelangen auf abweichenden analytischen Wegen zu übereinstimmenden Endresultaten, die innerhalb gewisser Grenzen durch die Erfahrung bestätigt worden sind.

Ich werde zur Lösung der oben gestellten speziellen Aufgaben

\*) *Théorie de la chaleur*, par *Fourier*.

\*\*) *Mémoire sur la distribution de la chaleur dans les corps solides*, par *Poisson*. *Journal de l'école polytechnique*, cahier XIX.

den von *Fourier* und *Poisson* eingeschlagenen Wegen nicht folgen, sondern ziehe es vor, von zwei naturgemäss scheinenden Voraussetzungen auszugehen, durch welche man auf sehr einfache Weise ganz zu dem gleichen Resultate gelangt. Ich nehme an:

a. dass die Wärmemenge, welche durch die Oberfläche eines mit einem flüssigen Medium in Berührung stehenden festen Körpers in einer bestimmten Zeit eindringt, wenn die Temperatur des Mediums höher ist als die Temperatur des Körpers, oder aus dem Körper in das Medium entweicht, wenn seine Temperatur niedriger ist als die des Körpers, proportional sei 1) der Grösse der mit dem Medium in Berührung stehenden Oberfläche; 2) der Differenz der Temperaturen des Mediums und des Körpers an seiner Oberfläche; 3) der Zeit, während welcher die Wärmemittheilung stattfindet, vorausgesetzt, dass während derselben Aenderungen in den Temperaturen nicht eintreten; 4) einem gewissen Coefficienten, dessen Werth von der Körpersubstanz, von der Beschaffenheit der Oberfläche des Körpers und von der Natur des Mediums abhängig ist.

Nennt man:

$\mathcal{A}$  die Temperatur des Mediums;

$t$  die Temperatur der Substanz des Körpers in der Nähe seiner Oberfläche;

$F$  die Fläche, durch welche die Wärme geht;

$W_1$  die Wärmemenge, die in einer Zeiteinheit durch die Fläche  $F$  geht;

$\gamma$  den Ein- oder Ausstrahlungscoeffizienten, so ist unter den ausgesprochenen Voraussetzungen:

$$\left. \begin{array}{l} \text{wenn } t > \mathcal{A} \text{ ist, } W_1 = \gamma F (t - \mathcal{A}) \\ \text{wenn } \mathcal{A} < t \text{ ist, } W_1 = \gamma F (\mathcal{A} - t) \end{array} \right\} \dots \dots (1)$$

Für  $F = 1$ ,  $t - \mathcal{A} = 1$  wird  $W_1 = \gamma$ . Der Coefficient  $\gamma$  drückt also die Wärmemenge aus, die in einer Zeiteinheit durch eine Flächeneinheit bei einer Temperaturdifferenz von  $1^\circ$  eindringt.

b. Die Wärmefortpflanzung im Innern des Körpers gründe ich auf folgende Betrachtung:

Es sei  $\Omega$  ein kleines Flächenstückchen im Innern des Körpers,  $u$  die Temperatur in allen Punkten von  $\Omega$ . Errichtet man in einem beliebigen Punkt  $A$  der Fläche  $\Omega$  einen Perpendikel und schneidet auf demselben eine kleine Länge  $e$  ab, so kömmt man nach einem Punkt  $A_1$ , in welchem eine von  $u$  nur wenig verschiedene Temperatur  $u_1$  stattfindet. Errichtet man in allen Punkten von  $\Omega$  Perpendikel und sucht in denselben die Punkte auf, die eine Temperatur  $u_1$  haben, so werden diese Punkte in einer kleinen Fläche  $\Omega_1$  liegen,

die, wenn  $e$  und  $u_1 - u$  sehr klein sind, als eine zu  $\Omega$  parallele Fläche angesehen werden kann. Ich nehme nun an, dass wenn  $u > u_1$  ist, von der Fläche  $\Omega$  nach  $\Omega_1$  in einer Zeiteinheit eine Wärmemenge  $w_2$  ströme, die der Fläche  $\Omega$  und der Temperaturdifferenz  $u - u_1$  direkt, der Entfernung  $e$ , den Flächen  $\Omega$  und  $\Omega_1$  aber verkehrt proportional ist, und setze deshalb:

$$w_2 = \lambda \frac{u - u_1}{e} \Omega \dots \dots \dots (2)$$

Den Coefficienten  $\lambda$  nenne ich den Wärmeleitungscoefficienten. Für  $u - u_1 = 1$ ,  $\Omega = 1$ ,  $e = 1$  gibt diese Formel  $w_2 = \lambda$ . Der Coefficient  $\lambda$  ist also die Wärmemenge, die in der Zeiteinheit durch einen Stab geht, dessen Querschnitt gleich Eins und dessen Länge gleich Eins ist, wenn die Differenz der an den Enden des Stabes herrschenden Temperaturen Einen Grad beträgt. Ist  $e$  unendlich klein und bezeichnet man seinen Werth in diesem Fall mit  $d\zeta$ , so ist, wenn  $u > u_1$  ist,  $u - u_1 = -\frac{du}{d\zeta} d\zeta$ ; daher  $\frac{u - u_1}{e} = \frac{du}{d\zeta}$ , und dann wird:

$$w_2 = -\lambda \Omega \frac{du}{d\zeta} \dots \dots \dots (3)$$

Vermittelst dieser durch die Gleichungen (1) und (3) analytisch ausgedrückten Voraussetzungen lassen sich die von *Fourier* und *Poisson* durch ziemlich umständliche Betrachtungen aufgefundenen allgemeinen Differenzialgleichungen, welche die Wärmebewegung im Innern der Körper bestimmen, herleiten. Ich will jedoch diese Herleitung unterlassen, weil es mir nur darum zu thun ist, die oben gestellten speziellen Fragen zu beantworten, was vermittelst der Gleichungen (1) und (3) direkt geschehen kann.

**Wärmemenge, die durch eine ebene Gefäßwand von gleicher Dicke geht.** Es sei Tafel XIV., Fig. 13, A B C D eine ebene Gefäßwand, die von zwei Medien berührt wird, deren Temperaturen unveränderlich  $\mathcal{A}_1$  und  $\mathcal{A}_0$  sind. Es sei  $\mathcal{A}_1 < \mathcal{A}_0$ , so dass die Wärme von A B nach C D geht. Wir setzen den Beharrungszustand der Wärmebewegung voraus, nehmen also an, dass sich die Temperatur irgend eines Punktes  $m$  mit der Zeit nicht ändert. Es sei  $t_1$  die Temperatur der Wand längs A B,  $t_0$  die Temperatur der Wand längs C D,  $u$  die Temperatur in der von A B um  $\zeta$  abstehenden Ebene E F,  $e$  die Wanddicke oder die Entfernung der Ebenen A B und C D,  $\gamma_1$  der Einstrahlungscoefficient für den Eintritt der Wärme in A B,  $\gamma_0$  der Ausstrahlungscoefficient für den Austritt der Wärme aus C D,  $\lambda$  der Wärmeleitungscoefficient zur Bestimmung der

Wärmefortpflanzung im Innern,  $F$  die Fläche, durch welche die Wärme einströmt,  $w$  die Wärmemenge, welche im Beharrungszustand der Bewegung in jeder Zeiteinheit durch das Wandstück von der Grösse  $F$  geht.

Vermöge des durch (1) ausgedrückten Satzes ist die Wärmemenge, die in einer Zeiteinheit durch  $A B$  einströmt  $F \gamma_1 (A_1 - t_1)$ , ist ferner die Wärmemenge, die in einer Zeiteinheit durch  $C D$  ausströmt  $F \gamma_0 (t_0 - A_0)$ . Vermöge des durch die Gleichung (3) ausgedrückten Gesetzes, ist die durch die Fläche  $E F$  in einer Zeiteinheit gehende Wärmemenge  $-\lambda F \frac{du}{d\xi}$ . Da im Beharrungszustand diese drei Wärmemengen gleich gross und gleich  $w$  sein müssen, so hat man:

$$w = F \gamma_1 (A_1 - t_1) = F \gamma_0 (t_0 - A_0) = -\lambda F \frac{du}{d\xi} \quad \dots (4)$$

Aus der Gleichheit  $F \gamma_1 (A_1 - t_1) = -\lambda F \frac{du}{d\xi}$  folgt durch Integration:

$$u = -\frac{\gamma_1 (A_1 - t_1)}{\lambda} \xi + \text{const}$$

Es ist aber für  $\xi = 0$   $u = t_1$ , und für  $\xi = e$   $u = t_0$ ; demnach  $t_1 = \text{const}$  und  $t_0 = -\frac{\gamma_1 (A_1 - t_1)}{\lambda} e + \text{const}$ , folglich:

$$t_0 = t_1 - \frac{\gamma_1 (A_1 - t_1)}{\lambda} e \quad \dots (5)$$

Auch ist:

$$u = t_1 - \frac{\gamma_1 (A_1 - t_1)}{\lambda} \xi \quad \dots (6)$$

Aus dieser letzten Gleichung ersieht man, dass die Temperatur innerhalb der Wand von  $A B$  an bis  $C D$  hin gleichförmig abnimmt. Vermöge der Gleichheiten (4) hat man auch:

$$\gamma_1 (A_1 - t_1) = \gamma_0 (t_0 - A_0)$$

Aus dieser Gleichung in Verbindung mit (5) findet man:

$$\left. \begin{aligned} t_0 &= \frac{\frac{A_1}{\gamma_0} + \frac{A_0}{\gamma_0} + \frac{e}{\lambda} A_0}{\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_1} + \frac{e}{\lambda}} \\ t_1 &= \frac{\frac{A_1}{\gamma_0} + \frac{A_0}{\gamma_1} + \frac{e}{\lambda} A_1}{\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_1} + \frac{e}{\lambda}} \end{aligned} \right\} \dots (7)$$

Setzt man diesen Werth von  $t_1$  in den Ausdruck  $w = F \gamma_1 (A_1 - t_1)$ , so findet man:

$$W = F \frac{A_1 - A_0}{\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_1} + \frac{e}{\lambda}} \dots \dots \dots (8)$$

Hieraus sieht man, dass die in einer Zeiteinheit durch eine ebene Gefässwand gehende Wärmemenge der Fläche und der Temperaturdifferenz der Medien direkt, der Wanddicke, aber nicht verkehrt proportional ist. Nur in dem Fall, wenn die Aus- und Einstrahlungscoeffizienten  $\gamma_1$  und  $\gamma_0$  ausserordentlich gross wären, so dass man  $\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_1}$  gegen  $\frac{e}{\lambda}$  vernachlässigen dürfte, würde die Wärmemenge  $w$  der Wanddicke verkehrt proportional werden. Der Werth von  $w$  wird gross, wenn  $\gamma_0$ ,  $\gamma_1$  und  $\lambda$  grosse Werthe haben, d. h. wenn sowohl die Ein- und Ausstrahlung, als auch die Leitung leicht von Statten geht.

**Zusammengesetzte Wand.** Es sei Tafel XIV. Fig. 14:

- $A_0 B_0, A_1 B_1, A_2 B_2$  eine aus drei Schichten gebildete Wand;  
 $A_1, A_0$  die Temperaturen der Medien, mit welchen die Wand in Berührung steht;  
 $T_1, t_1, T_2, t_2, T_3, t_3$  die Temperaturen an den Begrenzungsflächen der Schichten;  
 $\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  die Wärmeübergangscoeffizienten an den Trennungsfächen  $A_0 B_0, A_1 B_1, A_2 B_2, A_3 B_3$  der Medien;  
 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  die Wärmeleitungscoeffizienten für den Durchgang der Wärme durch die Schichten;  
 $e_1, e_2, e_3$  die Dicken der Schichten;  
 $w$  die Wärmemenge, die in einer Zeiteinheit durch eine Fläche von der Ausdehnung  $F$  geht.

Dies vorausgesetzt, findet man nach den Grundsätzen, welche zu den Gleichungen (4) und (5) geführt haben, folgende Systeme von Gleichungen:

$$W = F \gamma_0 (A_1 - t_1) = F \gamma_1 (t_1 - T_2) = F \gamma_2 (t_2 - T_3) = F \gamma_3 (t_3 - A_0) \dots (9)$$

$$\left. \begin{aligned} t_1 &= T_1 - \frac{\gamma_0 (A_1 - T_1) e_1}{\lambda_1} \\ t_2 &= T_2 - \frac{\gamma_1 (t_1 - T_2) e_2}{\lambda_2} \\ t_3 &= T_3 - \frac{\gamma_2 (t_2 - T_3) e_3}{\lambda_3} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (10)$$

Aus den Gleichungen (9) folgt:

$$t_1 = T_2 + \frac{\gamma_0}{\gamma_1} (A_1 - T_1)$$

$$t_2 = T_3 + \frac{\gamma_0}{\gamma_2} (A_1 - T_1)$$

$$t_3 = A_0 + \frac{\gamma_0}{\gamma_3} (A_1 - T_1)$$

Führt man diese Werthe von  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  in die Gleichungen (10) ein, so findet man:

$$T_2 + \frac{\gamma_0}{\gamma_1} (A_1 - T_1) = T_1 - \frac{\gamma_0 (A_1 - T_1) e_1}{\lambda_1}$$

$$T_3 + \frac{\gamma_0}{\gamma_2} (A_1 - T_1) = T_2 - \frac{\gamma_0 (A_1 - T_1) e_2}{\lambda_2}$$

$$A_0 + \frac{\gamma_0}{\gamma_3} (A_1 - T_1) = T_3 - \frac{\gamma_0 (A_1 - T_1) e_3}{\lambda_3}$$

Durch Addition dieser drei Gleichungen findet man:

$$A_0 + \gamma_0 (A_1 - T_1) \left( \frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{1}{\gamma_3} \right) = T_1 - \gamma_0 (A_1 - T_1) \left( \frac{e_1}{\lambda_1} + \frac{e_2}{\lambda_2} + \frac{e_3}{\lambda_3} \right)$$

und hieraus folgt:

$$T_1 = \frac{A_0 + \gamma_0 A_1 \left( \frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{1}{\gamma_3} \right) + \gamma_0 A_1 \left( \frac{e_1}{\lambda_1} + \frac{e_2}{\lambda_2} + \frac{e_3}{\lambda_3} \right)}{1 + \gamma_0 \left( \frac{e_1}{\lambda_1} + \frac{e_2}{\lambda_2} + \frac{e_3}{\lambda_3} \right) + \gamma_0 \left( \frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{1}{\gamma_3} \right)} \quad (11)$$

Vermöge der Gleichungen (9) ist aber  $w = F \gamma_0 (A_1 - T_1)$ . Führt man in diesen Ausdruck für  $w$  den Werth von  $T_1$ , den die Gleichung (11) darbietet, ein, so findet man:

$$w = \frac{F (A_1 - A_0)}{\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{1}{\gamma_3} + \frac{e_1}{\lambda_1} + \frac{e_2}{\lambda_2} + \frac{e_3}{\lambda_3}} \quad (12)$$

Mit diesem Ausdruck kann die Wärmemenge beurtheilt werden, welche durch eine Kesselwand eindringt, wenn dieselbe auf der den Verbrennungsgasen zugewendeten Seite mit einer Oxydschichte und mit einer Russchichte, auf der dem Kesselwasser zugekehrten Seite dagegen mit einer Oxydschichte und mit einer Kesselsteinschichte belegt ist.

**Cylindrische Wandung.** Tafel XIV., Fig. 15. Wir nehmen an, die Temperatur sei im Innern constant  $A_1$ , ausserhalb constant  $A_2$  und  $A_1 > A_2$  so dass die Wärme von innen nach aussen geht.

Nennen wir ferner:

- $r_1$ , den inneren,  $r_2$  den äusseren Halbmesser des Cylinders;
- $t_1$  und  $t_2$  die Temperaturen des Cylinders an der inneren und an der äusseren Fläche;
- $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  die Ein- und Ausstrahlungscoefficienten;
- $\lambda$  den Leitungscoefficienten;

1 die Länge des Cylinders;  
 w die in einer Zeiteinheit durch den Cylinder gehende Wärme;  
 u die Temperatur des Wandmaterials in einer Entfernung  $\zeta$  von der Axe des Cylinders.

Im Beharrungsstand der Erwärmung sind die durch die Cylinderflächen  $2 r_1 \pi l$ ,  $2 \zeta \pi l$ ,  $2 r_2 \pi l$  in jeder Zeiteinheit gehenden Wärmequantitäten  $2 r_1 \pi l \gamma_1 (A_1 - t_1)$ ,  $2 r_2 \pi l \gamma_2 (t_2 - A_2)$ ,  $-\lambda 2 \zeta \pi l \frac{du}{d\zeta}$  gleich gross und gleich w. Man hat daher die Gleichheiten:

$$W = 2 \pi l \gamma_1 r_1 (A_1 - t_1) = 2 \pi l \gamma_2 r_2 (t_2 - A_2) = -\lambda 2 \pi l \zeta \frac{du}{d\zeta} \quad (12)$$

aus welchen die drei unbekanntenen Grössen  $t_1$ ,  $t_2$  und w bestimmt werden können.

Das Integrale der Gleichung:

$$W = -\lambda 2 \pi l \zeta \frac{du}{d\zeta}$$

ist:

$$u = -\frac{W}{2 \pi l \lambda} \log \text{nat } \zeta + \text{const} \quad \dots \quad (13)$$

Nun ist für  $\zeta = r_1$   $u = t_1$  und für  $\zeta = r_2$   $u = t_2$ ; daher hat man:

$$t_1 = -\frac{W}{2 \pi l \lambda} \log \text{nat } r_1 + \text{const} \quad \dots \quad (14)$$

$$t_2 = -\frac{W}{2 \pi l \lambda} \log \text{nat } r_2 + \text{const} \quad \dots \quad (15)$$

Die Differenz dieser Ausdrücke gibt:

$$t_1 - t_2 = \frac{W}{2 \pi l \lambda} \log \text{nat } \frac{r_2}{r_1} \quad \dots \quad (16)$$

Aus den Gleichungen (12) folgt:

$$\left. \begin{aligned} t_1 &= A_1 - \frac{W}{2 \pi l \gamma_1 r_1} \\ t_2 &= A_2 + \frac{W}{2 \pi l \gamma_2 r_2} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (17)$$

$$t_1 - t_2 = A_1 - A_2 - \frac{W}{2 \pi l} \left( \frac{1}{\gamma_1 r_1} + \frac{1}{\gamma_2 r_2} \right) \quad \dots \quad (18)$$

Setzt man die Werthe von  $t_1 - t_2$ , welche die Gleichungen (16) und (18) darbieten, einander gleich und sucht hierauf w so findet man:

$$W = \frac{2 \pi l (A_1 - A_2)}{\frac{1}{\gamma_1 r_1} + \frac{1}{\gamma_2 r_2} + \frac{1}{\lambda} \log \text{nat } \frac{r_2}{r_1}} \quad \dots \quad (19)$$

**Kugelförmige Wandung.** Tafel XIV., Fig. 15. Betrachten wir nun die Wärmebewegung durch ein sphärisches Gefäß, das innen und aussen mit Flüssigkeiten in Berührung steht, die ihre Temperatur mit der Zeit nicht ändern.

Nennt man:

- $r_1, r_2$  die Halbmesser der inneren und der äusseren Kugelflächen;  
 $A_1, A_2$  die Temperaturen der Medien in der Kugel und ausserhalb derselben;  
 $t_1, t_2$  die Temperaturen an der inneren und äusseren Fläche der Gefässwand;  
 $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  die Ein- und Ausstrahlungscoeffizienten;  
 $\lambda$  den Wärmeleitungscoefficienten;  
 $u$  die Temperatur in einer Entfernung  $\zeta$  vom Mittelpunkt der Kugel;  
 $w$  die Wärmemenge, welche in einer Zeiteinheit durch die kugelförmige Wand entweicht.

Die Wärmemengen, welche in einer Zeiteinheit durch die Kugelflächen gehen, deren Halbmesser  $r_1, \zeta, r_2$  sind, haben in diesem Falle die Werthe  $4 r_1^2 \pi \gamma_1 (A_1 - t_1)$ ,  $4 r_2^2 \pi \gamma_2 (t_2 - A_2)$ ,  $-4 \zeta^2 \pi \lambda \frac{du}{d\zeta}$ , und jede derselben ist gleich der Wärmemenge  $w$ , die in jeder Sekunde aus der Kugel entweicht. Wir haben daher:

$$W = 4 r_1^2 \pi \gamma_1 (A_1 - t_1) = 4 r_2^2 \pi \gamma_2 (t_2 - A_2) = -4 \zeta^2 \pi \lambda \frac{du}{d\zeta} \quad (20)$$

Das Integrale der Gleichheit

$$W = -4 \zeta^2 \pi \lambda \frac{du}{d\zeta}$$

ist:

$$u = \frac{W}{4 \pi \lambda} \cdot \frac{1}{\zeta} + \text{const} \quad (21)$$

Nun ist für  $\zeta = r_1$ ,  $u = t_1$  und für  $\zeta = r_2$ ,  $u = t_2$ ; daher hat man:

$$t_1 = \frac{W}{4 \pi \lambda} \frac{1}{r_1} + \text{const}$$

$$t_2 = \frac{W}{4 \pi \lambda} \frac{1}{r_2} + \text{const}$$

Demnach auch:

$$t_1 - t_2 = \frac{W}{4 \pi \lambda} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (22)$$

Die Gleichheiten (20) geben:

$$t_1 = A_1 - \frac{W}{4 \pi \gamma_1 r_1^2}$$

$$t_2 = A_2 + \frac{W}{4 \pi \gamma_2 r_2^2}$$

$$t_1 - t_2 = A_1 - A_2 - \frac{W}{4\pi} \left( \frac{1}{\gamma_1 r_1^2} + \frac{1}{\gamma_2 r_2^2} \right) \dots \dots \dots (23)$$

Die Werthe von  $t_1 - t_2$ , welche (22) und (23) darbieten, einander gleich gesetzt und dann  $w$  gesucht, so findet man:

$$W = \frac{4\pi(A_1 - A_2)}{\frac{1}{\gamma_1 r_1^2} + \frac{1}{\gamma_2 r_2^2} + \frac{1}{\lambda} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)} \dots \dots \dots (24)$$

Vergleichung zwischen verschiedenen Wandflächen. Nennen wir:

- $w_1$  die Wärmemenge, die in der Zeiteinheit durch eine Flächeneinheit einer ebenen Wand geht;
- $w_2$  die Wärmemenge, die durch eine Flächeneinheit der äusseren Fläche einer cylindrischen Wand geht;
- $w_3$  die Wärmemenge, die durch eine Flächeneinheit der inneren Fläche einer cylindrischen Wand geht;
- $w_4$  die Wärmemenge, die durch eine Flächeneinheit der äusseren Fläche einer sphärischen Gefässwand geht;
- $w_5$  die Wärmemenge, die durch eine Flächeneinheit der inneren Fläche einer sphärischen Gefässwand geht.

Vorausgesetzt, dass in allen diesen Fällen die Temperaturdifferenz der Medien und die Coefficienten  $\lambda_1, \gamma_1, \gamma_2$  die gleichen Werthe haben, erhält man aus den früher aufgefundenen Ausdrücken für  $w_1, w_2, w_3, w_4, w_5$  folgende Formeln:

$$W_1 = \frac{A_1 - A_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda}} \dots \dots \dots (25)$$

$$W_2 = \frac{A_1 - A_2}{\frac{1}{\gamma_1} \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{r_2}{\lambda} \log \text{nat} \frac{r_2}{r_1}} \dots \dots \dots (26)$$

$$W_3 = \frac{A_1 - A_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} \frac{r_1}{r_2} + \frac{r_1}{\lambda} \log \text{nat} \frac{r_2}{r_1}} \dots \dots \dots (27)$$

$$W_4 = \frac{A_1 - A_2}{\frac{1}{\gamma_1} \left( \frac{r_2}{r_1} \right) + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{r_2^2}{\lambda} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)} \dots \dots \dots (28)$$

$$W_5 = \frac{A_1 - A_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^2 + \frac{r_1^2}{\lambda} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)} \dots \dots \dots (29)$$

Nennt man sowohl für ebene, als auch für cylindrische und sphärische Gefässe  $e$  die Wanddicke und setzt voraus, dass dieselbe

gegen die Halbmesser  $r_1$  und  $r_2$  klein sind, so darf man sich erlauben zu setzen:

$$\log \frac{r_2}{r_1} = \log \text{nat} \frac{r_1 + e}{r_1} = \log \text{nat} \left( 1 + \frac{e}{r_1} \right) = \frac{e}{r_1}$$

$$\frac{r_2}{r_1} = 1 + \frac{e}{r_1}$$

und dann wird:

$$W_2 = \frac{A_1 - A_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda} + \frac{e}{\gamma_1} \frac{e}{r_1}} \quad \dots \quad (30)$$

$$W_3 = \frac{A_1 - A_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda} - \frac{e}{\gamma_2} \frac{e}{r_1}} \quad (31)$$

$$W_4 = \frac{A_1 - A_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda} + \frac{2}{\gamma_1} \frac{e}{r_1}} \quad (32)$$

$$W_5 = \frac{A_1 - A_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda} - \frac{2}{\gamma_2} \frac{e}{r_1}} \quad (33)$$

Vergleicht man diese Werthe von  $w_2, w_3, w_4, w_5$  mit dem Werth von  $w_1$  (25), so sieht man leicht, dass:

$$w_5 > w_3 > w_1 > w_2 > w_4$$

Die grösste Wärmemenge geht demnach durch eine Flächeneinheit der inneren Fläche eines spärigen Gefässes, die kleinste durch eine Flächeneinheit der äusseren Fläche eines sphärischen Gefässes. Die durch eine Flächeneinheit einer ebenen Wand gehende Wärme liegt zwischen derjenigen Wärmemenge, die durch eine Flächeneinheit der inneren und äusseren Fläche einer cylindrischen Gefässwand geht.

Ist der Wärmeleitungscoefficient  $\lambda$  in Vergleich zu den Aus- und Einstrahlungscoefficienten  $\gamma_1, \gamma_2$  sehr gross, so kann man in allen für die Wärmemengen aufgefundenen Formeln das von den Leitungscoefficienten abhängige Glied gegen die Glieder, welche den Einfluss der Strahlung ausdrücken, vernachlässigen. Dadurch werden aber die in der Zeiteinheit durch eine Flächeneinheit gehenden Wärmemengen von dem Leitungscoefficienten, mithin von der Natur des Materials, aus welchem die Wand besteht, so wie auch von der Wanddicke beinahe unabhängig. Es ist also in dem Falle, wenn die Leitung im Verhältniss zur Strahlung sehr gross ist, die durch eine Wand gehende Wärmemenge sowohl von der

Natur des Materials, als auch von der Wanddicke beinahe unabhängig.

Ist hingegen die Leitungsfähigkeit des Materials eine schwache, und sind dagegen die Ein- und Ausstrahlungscoefficienten sehr stark, so kann man umgekehrt die von  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  abhängigen Glieder gegen das von  $\lambda$  abhängige vernachlässigen und dann findet man aus (25), (30), (31), (32), (33), dass annähernd

$$W_1 = W_2 = W_3 = W_4 = W_5 = \lambda \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{e}$$

ist. In diesem Fall hat also die Form der Wand beinahe keinen Einfluss und ist für alle Gefässe die Wärmemenge, dem Leitungscoefficienten und der Temperaturdifferenz der Medien direkt, der Wanddicke dagegen verkehrt proportional.

Zu diesen Folgerungen ist auch *Peclet* auf rein experimentalem Wege gekommen.

**Werthe der Coefficienten.** Die absoluten Werthe von  $\gamma_1, \gamma_2, \dots, \lambda_1, \lambda_2, \dots$  sind leider nur für wenige Fälle bekannt; wir werden in der Folge einige angeben. Für den Wärmedurchgangs-Coefficienten:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda}}$$

Durch einfach gebildete Wandungen habe ich für mehrere Fälle folgende Werthe gefunden:

Uebergang	Coefficient k
a) aus Luft durch eine Wand aus gebrannter Erde von 1 <sup>cm</sup> Dicke in Luft (Ofenheizung) . . . . .	k = 5
b) aus Luft durch eine Wand von Gusseisen von 1 bis 1.5 <sup>cm</sup> Dicke in Luft . . . . .	k = 14
c) aus Luft durch eine Wand von Eisenblech in Luft . . . . .	k = 7
d) aus Luft durch eine Wand von Eisenblech in Wasser oder aus Wasser in Luft (Dampfkesselheizung) . . . . .	k = 23
e) aus Dampf durch eine Wand von Gusseisen in Luft (Dampfheizung) . . . . .	k = 12

Dabei ist die Stunde als Einheit genommen, d. h. diese Werthe von  $k$  bestimmen die Wärmemengen, welche stündlich durch einen Quadratmeter Wandfläche gehen bei einer Temperaturdifferenz von Einem Grad.

### Erwärmung einer Flüssigkeit durch einen warmen Strom.

**Einleitendes.** Die Erwärmung einer kalten Flüssigkeit durch eine heisse Flüssigkeit geschieht gewöhnlich, indem man die heisse Flüssigkeit durch einen Kanal strömen lässt, dessen Wände aus einem die Wärme gut leitenden Material bestehen und die zu erwärmende Flüssigkeit mit diesen Wänden in Berührung bringt.

Wir nennen einen solchen Erwärmungsapparat:

- 1) Kesselapparat, wenn die zu erwärmende Flüssigkeit an allen Punkten der Wand die gleiche Temperatur hat, wie dies z. B. der Fall ist bei einem gewöhnlichen Dampfkessel.
- 2) Parallelstromapparat, wenn die zu erwärmende Flüssigkeit längs der Wandung hin nach einer Richtung fortgeleitet wird, die mit jener des heissen Stroms übereinstimmt.
- 3) Gegenstromapparat, wenn die zu erwärmende Flüssigkeit längs der Wandung nach einer Richtung fortgeleitet wird, die jener des heissen Stroms entgegengesetzt ist.

Die Bestimmung der Wärmemenge, welche bei jedem dieser Apparate stündlich durch die Trennungswand der Flüssigkeiten geht, ist für die technische Benützung der Wärme von sehr grosser praktischer Wichtigkeit; es beruhen darauf die wesentlichsten Bedingungen, welche bei Anlagen von Heizapparaten aller Art erfüllt werden müssen.

Der Berechnung legen wir folgende Bezeichnungen zu Grunde.

Wir bezeichnen für einen Kesselapparat durch  $F_k$ , für einen Parallelstromapparat durch  $F_p$ , für einen Gegenstromapparat durch  $F_g$  die Heizfläche des Apparates, d. h. den Flächeninhalt der Wand, welche einerseits von dem heissen Strom, andererseits von der zu erwärmenden Flüssigkeit berührt wird.

Nennen ferner:

- $s$  die Wärmekapazität der zu erwärmenden Flüssigkeit,
- $s$  die Wärmekapazität der Flüssigkeit des heissen Stromes,
- $k$  den Wärmedurchgangs-Coeffizienten, d. h. die Wärmemenge, welche stündlich durch einen Quadratmeter der Wand geht, wenn die Temperaturdifferenz der beiden Flüssigkeiten einen Grad beträgt,
- $q$  die Flüssigkeitsmenge in Kilogrammen, welche stündlich erwärmt werden soll,
- $Q$  die Flüssigkeitsmenge in Kilogrammen, welche stündlich durch jeden Querschnitt des heissen Stromes geht,

- $T_0$  die Temperatur des heissen Stromes, da wo derselbe in den Erwärmungskanal eintritt,  
 $T_1$  die Temperatur des heissen Stromes, da wo derselbe den Erwärmungskanal verlässt,  
 $t_0$  die Temperatur der zu erwärmenden Flüssigkeit vor ihrer Erwärmung durch den heissen Strom,  
 $t_1$  die Temperatur, bis zu welcher die Flüssigkeit durch den heissen Strom erwärmt werden soll,  
 $e = 2.718$  die Basis der natürlichen Logarithmen,  
 $w$  die Wärmemenge in Wärmeinheiten ausgedrückt, welche stündlich durch die Heizfläche des Apparates geht und von der zu erwärmenden Flüssigkeit aufgenommen wird.

**Theorie der Kesselapparate.** Es sei Tafel XV., Fig. 1 ein Kesselapparat.  $OHPJ$  der Kanal, durch welchen der heisse Strom von links nach rechts zieht.  $E OGP$  der Raum, in welchem sich die zu erwärmende Flüssigkeit befindet. In diesem Raum werden stündlich  $q$  Kilogramm Flüssigkeit zu- und abgeleitet.  $m n$  und  $m_1 n_1$  sind zwei unendlich nahe Querschnitte des heissen Stromes.  $U$  die Temperatur im Querschnitt  $m n$ ,  $U - dU$  die Temperatur im Querschnitt  $m_1 n_1$ ,  $d f$  das Element  $m m_1$  der Heizfläche zwischen  $m n$  und  $m_1 n_1$ . Wir setzen einen Beharrungszustand voraus, nehmen also an, dass die Temperatur in einem bestimmten Querschnitt von der Zeit nicht abhängt.

Wenn die Temperatur innerhalb  $m m_1 n n_1$  gleich  $U$  wäre, würde durch das Flächenelement  $d f$  in jeder Sekunde eine Wärmemenge  $k d f (U - t_1)$  in den Kessel eindringen. Wäre dagegen die Temperatur in dem Raum  $m m_1 n n_1$  überall gleich  $U - dU$ , so würde die in den Kessel in jeder Sekunde eindringende Wärmemenge  $k d f (U - dU - t_1)$  betragen. Da aber die Temperatur von  $m n$  bis  $m_1 n_1$  abnimmt, so ist die in der That in den Kessel eindringende Wärme kleiner als  $k d f (U - t_1)$  und grösser als  $k d f (U - dU - t_1)$ . Allein da diese Wärmemengen nur um ein unendlich Kleines von der zweiten Ordnung verschieden sind, so darf man, ohne einen Fehler zu begehen, die wirklich eindringende Wärmemenge gleich  $k d f (U - t_1)$  setzen. Diese Wärmemenge muss aber dem Wärmeverlust  $Q S (U - dU) - Q S U = - Q S dU$  gleich gesetzt werden, welchen die in jeder Sekunde durch den Raum  $m n m_1 n_1$  gehende Luftmenge  $Q$  erleidet; man hat daher:

$$k d f (U - t_1) = - Q S dU$$

oder

$$\frac{dU}{U - t_1} = - \frac{k}{Q S} d f$$

Das Integrale dieser Gleichung ist:

$$\log(U - t_1) = -\frac{k}{Qs}f + \text{const} \quad (1)$$

Da die Heizfläche bei O E beginnt, so ist für  $U = T_0$ ,  $f = 0$ , demnach

$$\log(T_0 - t_1) = \text{const} \quad (2)$$

Da ferner G P das Ende des Kessels ist, so muss für  $U = T_1$ ,  $f = F$  gesetzt werden. Man hat daher auch:

$$\text{lognat}(T_1 - t_1) = -\frac{k}{Qs}F + \text{const} \quad (3)$$

Durch Subtraktion der Gleichung (3) von (2) ergibt sich:

$$\frac{k}{Qs}F = \text{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1} \quad (4)$$

Die Wärmemenge, welche die Verbrennungsgase verlieren, indem deren Temperatur von  $T_0$  auf  $T_1$  herabsinkt, ist  $Qs(T_0 - T_1)$ . Diese Wärmemenge dringt in den Kessel ein und bewirkt, dass in jeder Sekunde eine Flüssigkeitsmenge von  $q$  Kilogrammen von  $t_0$  auf  $t_1$  erhitzt wird. Man hat daher die Gleichung:

$$Qs(T_0 - T_1) = qs(t_1 - t_0) \quad (5)$$

Aus diesen zwei Gleichungen lassen sich zwei Grössen bestimmen, wenn die übrigen bekannt sind. Wenn z. B.  $t_1$ ,  $t_0$ ,  $T_1$ ,  $T_0$ ,  $q$  und  $s$  angenommen werden, so findet man für  $Q$  und  $F$  folgende Werthe:

$$\left. \begin{aligned} Q &= q \frac{s}{s} \frac{t_1 - t_0}{T_0 - T_1} \\ F &= \frac{1}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - T_1}{T_1 - t_1}}{\frac{1}{Qs}} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Nun ist auch  $w = Qs(T_0 - T_1)$ , denn dies ist die Wärmemenge, welche der heisse Strom verliert, die also durch die Heizfläche in den Kessel eindringt. Führt man in den Ausdruck für  $F_k$  den aus letzterer Gleichung folgenden Werth  $Qs = \frac{w}{T_0 - T_1}$  ein, so ergibt sich auch:

$$F_k = \frac{w}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}}{T_0 - T_1} \quad (7)$$

Dieser Ausdruck bestimmt die Heizfläche, welche der Apparat erhalten muss, wenn in demselben stündlich eine Wärmemenge  $w$

eindringen soll und wenn die Temperatur des heissen Stromes von  $T_0$  bis  $T_1$  abnehmen soll.

**Theorie des Parallelstromapparates.** Denken wir uns einen Kanal, der aus einem die Wärme nicht leitenden Material besteht, durch eine Wand, welche die Wärme zu durchdringen vermag, in zwei Kanäle getheilt, und durch einen dieser Kanäle die zu erwärmende Flüssigkeit getrieben, durch den andern dagegen die glühenden Verbrennungsgase nach paralleler Richtung geleitet, so haben wir eine Anordnung, die im Wesentlichen einen Röhrenapparat mit Parallelströmen darstellt.

Es sei Tafel XV., Fig. 2 u. 3 E G H I der Längenschnitt, A B C D irgend ein Querschnitt des Apparates,  $m_n p$ ,  $m_1 n_1 p_1$  zwei unendlich nahe Querschnitte desselben,  $U$  und  $U - \alpha U$  die Temperaturen der Verbrennungsgase bei  $n p$  und  $n_1 p_1$ ;  $u$  und  $u + \alpha u$  die Temperaturen der Luft bei  $m n$  und  $m_1 n_1$ . Damit aber, wie wir hier voraussetzen, in allen Punkten eines bestimmten Querschnittes einerlei Temperatur vorhanden sein kann, dürfen die normalen Weiten  $m n$  und  $n p$  nicht gross sein. Denn wenn diese Weiten gross wären, würde die in der Nähe von E G ziehende Flüssigkeit wenig Wärme empfangen, und würden die in der Nähe von H I hinströmenden Gase nur wenig Wärme verlieren, und dann müssten die Temperaturen von  $n$  nach  $m$  hin abnehmen und von  $n$  nach  $p$  hin zunehmen, was eine sehr ungünstige Wirkung des Apparates zur Folge hätte. Die Bedingung, dass in einem und demselben Querschnitt eines Kanals einerlei Temperatur herrsche, dient also nicht blos zur Vereinfachung der Rechnung, sondern derselben muss überhaupt jede zweckmässige Anordnung eines Heizapparates entsprechen, was eben nur bei geringer Weite der Kanäle annähernd möglich ist. Um dieser Bedingung bei einem eigentlichen Röhrenapparat zu entsprechen, dürfen die Durchmesser und die Entfernungen der Röhren nicht gross sein.

Wir wollen die in der Theorie des Kesselapparates gewählten Bezeichnungen auch hier beibehalten, und beginnen nun mit der Entwicklung der Theorie.

Die Wärmemenge, welche in einer Sekunde durch das bei  $n n_1$  befindliche Flächenelement  $d f$  aus dem Gaskanal in den Flüssigkeitskanal übergeht, ist  $k (U - u) d f$ .

Diese Wärmemenge wird der in jeder Sekunde durch den Raum  $n p n_1 p_1$  gehenden Gasmenge  $q$  entzogen, und wird von der in jeder Sekunde durch den Raum  $m n m_1 n_1$  gehenden Flüssigkeitsmenge  $q$  aufgenommen, man hat daher die Gleichheiten:

$$\left. \begin{aligned} k(U-u)df &= -QSdU \\ -QSdU &= +qsdu \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

welche von den Geschwindigkeiten der beiden Ströme ganz unabhängig sind.

Die zweite dieser Gleichungen kann, da der Voraussetzung gemäss  $s$ ,  $s$ ,  $Q$  und  $q$  constant sind, unmittelbar integrirt werden. Das Resultat dieser Integration ist:

$$QS U + q s u = \text{const} \dots \dots \dots (2)$$

Nun ist für  $U = T_0$ ,  $u = t_0$  und für  $U = T_1$ ,  $u = t_1$ , man hat daher auch:

$$Q S T_0 + q s t_0 = \text{const} \dots \dots \dots (3)$$

$$Q S T_1 + q s t_1 = \text{const} \dots \dots \dots (4)$$

Durch Subtraktion der Gleichungen (3) und (4) ergibt sich

$$Q S (T_0 - T_1) = q s (t_1 - t_0) \dots \dots \dots (5)$$

Durch Subtraktion der Gleichungen (2) und (3) folgt aber

$$Q S (T_0 - U) = q s (u - t_0) \dots \dots \dots (6)$$

Setzt man den aus dieser Gleichung für  $u$  sich ergebenden Werth:

$$u = t_0 + \frac{Q S}{q s} (T_0 - U)$$

in die erste der Gleichungen (1) so wird dieselbe

$$k \left[ U - t_0 - \frac{Q S}{q s} (T_0 - U) \right] df = -QSdU$$

Aus dieser Gleichung folgt:

$$df = -\frac{QS}{k} \frac{dU}{U \left( 1 + \frac{QS}{qs} \right) - \left( t_0 + \frac{QS}{qs} T_0 \right)}$$

Das allgemeine Integrale dieser Gleichung ist:

$$f = -\frac{1}{k} \frac{QS}{1 + \frac{QS}{qs}} \text{lognat} \left\{ \begin{aligned} &+ U \left( 1 + \frac{QS}{qs} \right) \\ &- \left( t_0 + \frac{QS}{qs} T_0 \right) \end{aligned} \right\} + \text{const}$$

Nun ist aber für  $U = t_0$ ,  $f = 0$  und für  $U = T_1$ ,  $f = F$ , daher hat man:

$$0 = -\frac{1}{k} \frac{QS}{1 + \frac{QS}{qs}} \text{lognat} \left\{ \begin{aligned} &+ T_0 \left( 1 + \frac{QS}{qs} \right) \\ &- \left( t_0 + \frac{QS}{qs} T_0 \right) \end{aligned} \right\} + \text{const}$$

$$F = -\frac{1}{k} \frac{Q S}{1 + \frac{Q S}{q s}} \operatorname{lognat} \left\{ \begin{array}{l} + T_1 \left( 1 + \frac{Q S}{q s} \right) \\ - \left( t_0 + \frac{Q S}{q s} T_0 \right) \end{array} \right\} + \text{const}$$

Durch Subtraktion dieser Gleichungen findet man:

$$F = \frac{1}{k} \frac{1}{\frac{1}{Q S} + \frac{1}{q s}} \operatorname{lognat} \frac{T_0 \left( 1 + \frac{Q S}{q s} \right) - \left( t_0 + \frac{Q S}{q s} T_0 \right)}{T_1 \left( 1 + \frac{Q S}{q s} \right) - \left( t_0 + \frac{Q S}{q s} T_0 \right)}$$

Mit Berücksichtigung der Gleichung (5) verwandelt sich diese Gleichung in folgenden einfachen Ausdruck:

$$F = \frac{1}{k} \frac{\operatorname{lognat} \frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1}}{\frac{1}{Q S} + \frac{1}{q s}} \dots \dots \dots (7)$$

Nun ist auch hier  $W = Q S (T_0 - T_1) = q s (t_1 - t_0)$ , demnach  $Q S = \frac{W}{T_0 - T_1}$ ,  $q s = \frac{W}{t_1 - t_0}$ . Führt man diese Werthe von  $Q S$  und von  $q s$  in (7) ein, so findet man:

$$F_p = \frac{W}{k} \frac{\operatorname{lognat} \frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1}}{T_0 - T_1 + (t_1 - t_0)} \dots \dots \dots (8)$$

**Theorie des Gegenstromapparates.** Es sei Tafel XV., Fig. 4 ein Längen- und Querschnitt des Apparates,  $m n p$ ,  $m_1 n_1 p_1$  zwei unendlich nahe Querschnitte desselben,  $U$ ,  $u$ ,  $U - dU$ ,  $u - du$  die Temperaturen in den Querschnitten  $n p$ ,  $m n$ ,  $n_1 p_1$ ,  $m_1 n_1$ ,  $f$  der zwischen dem Querschnitte  $E H$  und  $m p$  befindliche Theil der Heizfläche,  $df$  das zwischen  $m p$  und  $m_1 p_1$  befindliche Element der Heizfläche. Da mit dem Wachsen von  $f$  die Temperaturen  $U$  und  $u$  abnehmen, so bestehen hier folgende Beziehungen:

$$\left. \begin{array}{l} k (U - u) df = - Q S dU \\ - Q S dU = - q s du \end{array} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

Durch Integration der letzteren dieser Gleichungen folgt:

$$Q S U = q s u + \text{const} \dots \dots \dots (2)$$

Nun ist für  $U = T_0$ ,  $u = t_1$  und für  $U = T_1$ ,  $u = t_0$ , daher hat man auch

$$\left. \begin{array}{l} Q S T_0 = q s t_1 + \text{const} \\ Q S T_1 = q s t_0 + \text{const} \end{array} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

Durch Subtraktion dieser Gleichungen folgt:

$$QS(T_0 - T_1) = qs(t_1 - t_0) \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot (4)$$

Durch Subtraktion der ersten der Gleichungen (3) und (2) ergibt sich aber:

$$QS(U - T_0) = qs(u - t_1)$$

Substituiert man den aus dieser Gleichung für  $u$  folgenden Werth in die erste der Gleichungen (1), so verwandelt sich dieselbe in folgende:

$$k \left[ U - t_1 - \frac{QS}{qs}(U - T_0) \right] df = -QS dU$$

Hieraus folgt:

$$df = -\frac{QS}{k} \frac{dU}{\left(1 - \frac{QS}{qs}\right)U + \frac{QS}{qs}T_0 - t_1}$$

Das Integrale dieser Gleichung ist:

$$f = -\frac{1}{k} \frac{QS}{1 - \frac{QS}{qs}} \operatorname{lognat} \left\{ \begin{array}{l} + \left(1 - \frac{QS}{qs}\right)U \\ + \frac{QS}{qs}T_0 - t_1 \end{array} \right\} + \text{const}$$

Nun ist für  $f = 0$ ,  $U = T_0$  und für  $f = F$ ,  $U = T_1$ , man hat daher auch:

$$0 = -\frac{1}{k} \frac{QS}{1 - \frac{QS}{qs}} \operatorname{lognat} \left\{ \begin{array}{l} + \left(1 - \frac{QS}{qs}\right)T_0 \\ + \frac{QS}{qs}T_0 - t_1 \end{array} \right\} + \text{const}$$

$$F = -\frac{1}{k} \frac{QS}{1 - \frac{QS}{qs}} \operatorname{lognat} \left\{ \begin{array}{l} + \left(1 - \frac{QS}{qs}\right)T_1 \\ + \frac{QS}{qs}T_0 - t_1 \end{array} \right\} + \text{const}$$

Durch Subtraktion dieser Gleichungen ergibt sich:

$$F = \frac{1}{k} \frac{1}{\frac{1}{QS} - \frac{1}{qs}} \operatorname{lognat} \frac{\left(1 - \frac{QS}{qs}\right)T_0 + \frac{QS}{qs}T_0 - t_1}{\left(1 - \frac{QS}{qs}\right)T_1 + \frac{QS}{qs}T_0 - t_1}$$

Mit Berücksichtigung der Gleichung (4) wird nun dieser Ausdruck für  $F$

$$F = \frac{1}{k} \frac{\log_{\text{nat}} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{\frac{1}{Q S} - \frac{1}{q s}} \dots \dots \dots (5)$$

Es ist auch für diesen Apparat  $W = Q S (T_0 - T_1) = q s (t_1 - t_0)$ , demnach  $Q S = \frac{W}{T_0 - T_1}$ ,  $q s = \frac{W}{t_1 - t_0}$ . Führt man diese Werthe von  $Q S$  und von  $q s$  in den Ausdruck für  $F_g$  ein, so findet man auch:

$$F_g = \frac{W}{k} \frac{\log_{\text{nat}} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{T_0 - T_1 - (t_1 - t_0)} \dots \dots \dots (6)$$

**Vorzüge des Gegenstromapparates.** Es ist klar, dass diejenige Heizeinrichtung die vortheilhafteste ist, durch welche die Verbrennungsgase am vollständigsten abgekühlt werden können. Die Temperatur, bis zu welcher die Gase möglicher Weise abgekühlt werden können, ist gleich derjenigen, die in der zu erwärmenden Flüssigkeit an der Stelle der Heizfläche herrscht, wo die Verbrennungsgase die Heizfläche verlassen und nach dem Kamin ziehen.

In den Kesselapparaten herrscht im Innern überall beinahe einerlei Temperatur, und diese ist so hoch, als überhaupt die Temperatur, bis zu welcher die Flüssigkeit erwärmt werden soll. Die Verbrennungsgase können daher bei einem Kesselapparat nur bis zur Temperatur der zu erwärmenden Flüssigkeit abgekühlt werden. Ist diese Temperatur niedrig, so kann mit einem Kesselapparat die Wärme der Verbrennungsgase sehr vortheilhaft ausgenützt werden. Ist dagegen die Temperatur, bis zu welcher die Flüssigkeit erwärmt werden soll, sehr hoch, so wird ein Kesselapparat sehr ungünstige Resultate liefern. Aus einem Parallelstromapparat tritt die erwärmte Flüssigkeit da aus, wo die Verbrennungsgase die Heizfläche verlassen. Die Verbrennungsgase können daher bei einem solchen Apparat auch nur bis zu der Temperatur abgekühlt werden, bis zu welcher die Flüssigkeit erwärmt werden soll. Die höchsten Leistungen eines Parallelstromapparates werden daher günstig oder ungünstig ausfallen können, je nachdem die zu erwärmende Flüssigkeit eine niedrige oder eine hohe Temperatur erreichen soll. Bei einem Gegenstromapparat tritt die zu erwärmende Flüssigkeit an der Stelle ein, wo die Verbrennungsgase die Heizfläche verlassen, erfolgt dagegen der Austritt da, wo die Verbrennungsgase zuerst mit der Heizfläche in Berührung treten. Bei einem solchen Apparat können also die Verbrennungsgase bis zu der jederzeit sehr niedrigen Temperatur abgekühlt werden, mit welcher die zu erwärmende Flüssigkeit in

den Apparat eintritt. Es unterliegt also nicht dem geringsten Zweifel, dass den Verbrennungsgasen die Wärme durch einen Gegenstromapparat am vollständigsten entzogen werden kann, dass mithin die möglicher Weise erreichbaren Leistungen bei einem Gegenstromapparat den höchsten Grad erreichen. Allein man ersieht auch aus dem bisher Gesagten, dass die Vortheile des Gegenstromapparates nur dann von Belang werden können, wenn eine Flüssigkeit sehr stark erwärmt werden soll, dass es dagegen ziemlich gleichgiltig ist, was für ein Apparat angewendet wird, wenn eine Flüssigkeit nur wenig zu erwärmen ist.

In diesem letzteren Falle (wenn eine nur mässige Erwärmung gefordert wird) reduziert sich der Vortheil des Gegenstromapparates lediglich darauf, dass derselbe mit einer kleinern Heizfläche das Gleiche zu leisten vermag, was einer von den beiden anderen Apparaten mit einer grösseren Heizfläche leistet.

Dampfkessel werden in der Regel mit ziemlich stark erwärmtem Wasser gespeist und die Temperatur des Wassers im Innern des Kessels erreicht selbst bei Hochdruckmaschinen nicht mehr als 150°, woraus zu ersehen ist, dass das Gegenstromprinzip bei Dampfkesseln von keiner grossen Bedeutung ist. Indessen gerade bei Dampfkesselheizungen für grössere Maschinenanlagen sucht man eine möglichst sparsame Benutzung der Brennstoffe zu erzielen, daher sind auch die geringen Vortheile, welche das Gegenstromprinzip bei Dampfkesseln gewähren kann, nicht zu verschmähen. Die Anordnung des Gegenstromprinzips bei Dampfkesseln ist um so mehr zu empfehlen, als es für die Anlage- und Betriebskosten ganz gleichgiltig ist, an welcher Stelle der Kesselwand die Nachfüllung geschieht, und jeder beliebige Dampfkesselapparat wird zu einem Gegenstromapparat, wenn das Speisewasser an der Stelle in den Kessel gebracht wird, wo die Verbrennungsgase die Heizfläche des Kessels verlassen.

Von sehr bedeutender Wichtigkeit wird das Gegenstromprinzip bei Hochdruckwasserheizungen und Calorifers, denn bei diesen Apparaten tritt die zu erwärmende Flüssigkeit mit einer sehr mässigen Temperatur ein, verlässt aber den Apparat mit einer sehr hohen Temperatur von 200°, 300°, 500°, in solchen Fällen ist es geradewegs ein unverzeihlicher Fehler zu nennen, wenn das Gegenstromprinzip nicht in Anwendung gebracht wird, um so viel mehr, da man vermittelst desselben jederzeit mit einer kleineren Heizfläche ausreichen kann.

Wegen der praktischen Wichtigkeit des Gegenstandes lasse ich

noch eine analytische Nachweisung der Vortheile des Gegenstromapparates folgen.

Nachweisung, daß der Gegenstromapparat die vortheilhafteste Leistung gibt. Wir wollen nun untersuchen, welcher von den drei Apparaten den Vorzug verdient. Der vortheilhafteste Apparat ist offenbar derjenige, welcher die kleinste Heizfläche erfordert, um in einer gewissen Luftmenge  $q$  mit einem bestimmten Brennstoffaufwand  $B$  eine bestimmte Temperaturerhöhung hervorzubringen.

Wenn wir aber annehmen, dass für alle drei Apparate  $t_0, t_1, A, \lambda, S, B$  einerlei Werth haben, so geben zunächst die aufgefundenen Gleichungen für  $T_0, T_1, Q$  die gleichen Werthe. Der vortheilhafteste Apparat ist also derjenige, bei welchem für die gleichen Werthe von  $T_1, T_0, t_1, t_0, Q, q, S, s, k$  der Werth von  $F$  am kleinsten ausfällt.

Vergleichen wir zunächst den Kesselapparat mit dem Parallelstromapparat.

Für den Parallelstromapparat ist die Heizfläche:

$$\frac{1}{k} \frac{\log \frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1}}{\frac{1}{Qs} - \frac{1}{qs}}$$

Für den Kesselapparat ist dagegen:

$$\frac{1}{k} \frac{\log \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}}{\frac{1}{Qs}}$$

Nun ist aber, da  $t_1 > t_0$ ,  $\frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1} < \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}$

$$\text{und } \frac{1}{Qs} - \frac{1}{qs} < \frac{1}{Qs}.$$

Der Parallelstromapparat erfordert demnach eine kleinere Heizfläche, als der Kesselapparat.

Um zu zeigen, dass der Gegenstrom eine kleinere Heizfläche erfordert, als der Parallelstrom, ist es nothwendig, für die in den Formeln für  $F$  erscheinenden Logarithmen die Reihen zu substituieren.

Es ist allgemein

$$\log \text{nat } x = 2 \left[ \frac{x-1}{x+1} + \frac{1}{3} \left( \frac{x-1}{x+1} \right)^3 + \frac{1}{5} \left( \frac{x-1}{x+1} \right)^5 + \dots \right] \quad (1)$$

Bezeichnen wir die Heizfläche des Parallelstromapparates mit  $F_p$ , so ist vermöge (8), Seite 350

$$F_p = \frac{q s}{k} \frac{\lognat \frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1}}{\frac{T_0 - T_1}{t_1 - t_0} + 1}$$

und wenn man den Logarithmus mittelst obiger Reihe ausdrückt, so wird:

$$F_p = \frac{q s}{k} 2 (t_1 - t_0) \times$$

$$\frac{T_0 - T_1 + t_1 - t_0}{T_0 + T_1 - t_1 - t_0} + \frac{1}{3} \left( \frac{T_0 - T_1 + t_1 - t_0}{T_0 + T_1 - t_1 - t_0} \right)^3 + \dots$$

oder

$$F_p = \frac{q s}{k} 2 (t_1 - t_0) \times$$

$$\left[ \frac{1}{T_0 + T_1 - t_1 - t_0} + \frac{1}{3} \frac{(T_0 - T_1 + t_1 - t_0)^2}{(T_0 + T_1 - t_1 - t_0)^3} + \dots \right] \quad (2)$$

Bezeichnet man die Heizfläche für den Gegenstromapparat mit  $F_g$ , so ist vermöge der Gleichungen (6), Seite 352

$$F_g = \frac{q s}{k} \frac{\lognat \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{\frac{T_0 - T_1}{t_1 - t_0} - 1}$$

Drückt man auch hier den Logarithmus mittelst der Reihe (1) aus, so wird

$$F_g = \frac{q s}{k} 2 (t_1 - t_0) \times$$

$$\frac{T_0 - T_1 + t_0 - t_1}{T_0 + T_1 - t_0 - t_1} + \frac{1}{3} \left( \frac{T_0 - T_1 + t_0 - t_1}{T_0 + T_1 - t_0 - t_1} \right)^3 + \dots$$

oder

$$F_g = \frac{q s}{k} 2 (t_1 - t_0) \times$$

$$\left[ \frac{1}{T_0 + T_1 - t_0 - t_1} + \frac{1}{3} \frac{(T_0 - T_1 + t_0 - t_1)^2}{(T_0 + T_1 - t_0 - t_1)^3} + \dots \right] \quad (3)$$

Vergleicht man nun die Ausdrücke (2) und (3), so sieht man leicht, dass  $F_g$  kleiner ist als  $F_p$ , denn diese Ausdrücke unterscheiden sich nur allein durch die Zähler der Reihenglieder, und es ist  $T_0 - T_1 + t_0 - t_1$  kleiner als  $T_0 - T_1 + t_1 - t_0$ .

Es ist somit nachgewiesen, dass der Kesselapparat der ungünstigste, der Apparat mit Parallelströmen der günstigere und der Gegenstromapparat der günstigste ist. Allein man kann sich auch leicht überzeugen, dass die Unterschiede in den Leistungen dieser Apparate nur dann von Belang sein werden, wenn die Temperaturdifferenz  $t_1 - t_0$  bedeutend ist, denn wenn diese Differenz klein ist, kann man  $t_1 - t_0$  gegen  $T_0 - T_1$  vernachlässigen, und dann wird annähernd

$$F_k = F_p = F_g$$

Die Vortheile des Gegenstromes können also nur dann hervortreten, wenn die Luft stark erhitzt werden soll.

Die Hauptkessel besteht gewöhnlich aus einem oder aus mehreren röhrenförmigen, hölzernen oder eisernen Gefässen, die dem stehenden heißen Strom der fließenden kalten Flüssigkeit ausgesetzt sind, welche von einem Kessel nach dem Kessel strömen. Die Vorwärmungsgeräte ziehen längs den inneren mit Wasser in Berührung stehenden Theilen der Kessel wand hin, geben ihre Wärme an die Kesselwand ab, werden allmählich abgekühlt und erreichen, wenn sie ungefähr  $\frac{1}{2}$  bis  $\frac{1}{3}$  ihres Wärmegehaltes abgegeben haben, das Kammin. Die in den Kessel eintretende Wärme bewirkt die Erwärmung und Verdampfung des Wassers. Der in jeder Sekunde gebildete Dampf wird im Behälterzustand des ganzen Apparates aus dem Kessel weggeführt, und das verdampfte Wasser wird vermittelst einer Pumpe wiederum erzeugt. Allein diese in jeder Sekunde zu ersetzende Wassermenge ist im Vergleich zum gesammten Wassergehalt des Kessels sehr klein (beträgt z. B. bei einer 100pferdigen Maschine nicht mehr als etwa 1%), daher herrscht in einem solchen Dampfapparat in allen Theilen des Apparates eine fast einheitliche Temperatur. Diese gewöhnlichen Dampfapparatvorrichtungen sind also sehr ähnlich als solche Apparate anzusehen, die wir im Vorhergehenden Kesselapparate genannt haben. Kessel haben jedoch die Kessel