falls zu gering wäre, dennoch durch Versteifung des Rohres von Aussen mittelst Ringen aus Winkeleisen, welche in gewissen Entfernungen von einander angebracht, die Länge des Rohres bei n Ringen in $n+1$ Theile theilt, die nöthige Stärke erzielt werden könne.

Diesem nämlichen Umstande ist es wohl zuzuschreiben, dass das preussische Handels-Ministerium in dem neuen Regulativ (vom Jahre 1861) die Vorschriften über die Blechdicken, und zwar nicht blos für die hier in Rede stehenden Feuerröhren, wofür in dem frühern Reglement eigene (von jenen für die Dampfkessel verschiedene) Formeln aufgestellt waren, sondern sogar über jene der Dampfkessel, wofür bei uns die obige Formel (1) (Nr. **354**) besteht, fallen gelassen, und diese Stärke dem Verfertiger unter seiner eigenen Verantwortlichkeit überlassen hat. Bezüglich der Feuerrohre wird in einem Ministerialerlasse vom Jahre 1860 blos einfach darauf hingewiesen, wie es, um das Durchbiegen der Feuerrohre bei Cornwall-Kesseln und das dadurch mögliche theilweise Abreissen der Bodenfläche des Kessels zu verhindern, zu empfehlen sei, das Rohr, sobald dessen Länge 15 Fuss übersteigt, derart zu unterstützen und zu verstärken, dass ein Durchbiegen nicht erfolgen kann.

In der betreffenden belgischen Vorschrift (vom Jahre 1853), welche die Blechdicke der Dampfkessel ebenfalls normirt, wird ausdrücklich bemerkt, dass sich zur Bestimmung der Blechdicke für cylinderische, einem Drucke von Aussen nach Innen ausgesetzten Feuerrohre, keine allgemeinen Regeln aufstellen lassen.

Schliesslich bemerken wir noch, dass wenn man diese Rauch- oder Feuerröhren aus demselben Blech wie den Hauptkessel herstellt, dadurch die Blechdicke ohnehin in der Regel wenigstens $1\frac{1}{2}$ Mal so stark ausfällt, als man diese nach der vorgeschriebenen Formel (1) in Nr. **354**, wenn man für D den betreffenden Durchmesser, welcher immer kleiner als jener des Haupt- oder Dampfkessels ist, einsetzt, erhalten würde; auch schützt der vorgeschriebene doppelte Wasserdruck einigermassen gegen eine unsolide Ausführung solcher Rohre.

Die Messingröhren der Locomotivkessel von 2 Zoll äusserm Durchmesser und 15 Fuss Länge erweisen sich bei einer Wanddicke von $1\frac{1}{4}$ Linie als hinreichend stark, um einem äussern Drucke von 14 bis 16 Atmosphären widerstehen zu können.

Theorie der Dampfmaschinen.

a) Aeltere Theorie.

(§. 532.)

357. Nach dieser Theorie wird angenommen, dass der Dampf, von seinem Eintritte in die Maschine angefangen bis zu seinem Austritte oder bis zu seiner Condensirung, fortwährend jene Temperatur beibehält, welche er im Kessel bei seiner Erzeugung besitzt, so, dass sich also während seiner ganzen Bewegung das Mariotte'sche Gesetz in aller Strenge auf ihn anwenden lässt.

Dies vorausgesetzt, sei bei einer oscillirenden Maschine F die Grösse der Kolbenfläche, L die Länge des Kolbenschubes, l die Länge jenes Theiles davon, welcher bei einer Expansionsmaschine (§. 517) bei offener Communication mit dem Kessel zurückgelegt wird, p der Druck des Dampfes auf die Flächeneinheit im Kessel, p' der Druck desselben, nachdem der Kolben seinen Lauf vollendet hat, und q der auf die Flächeneinheit bezogene Gegendruck auf den Kolben von Seite des Condensators oder der atmosphärischen Luft; so ist die theoretische Arbeitsgrösse oder Wirkung des Dampfkolbens während des Weges l bei offener Communication $w = pFl$. Hat der Kolben einen Weg $x > l$ zurückgelegt, so sei in diesem Augenblicke der Dampfdruck auf die Einheit der Kolbenfläche $= z$ (also $< p$), so ist nach dem Mariotte'schen Gesetze $p : z = x : l$ und daraus $z = p\frac{l}{x}$. Da man aber diesen Druck während des darauf folgenden unendlich wenigen Fortrückens um dx als constant anzusehen hat, so ist die entsprechende Wirkungsgrösse $dw' = z\,dx = pl\frac{dx}{x}$, folglich die Wirkung des Dampfkolbens von dem Augenblicke der Absperrung des Dampfes bis zum vollendeten Kolbenlauf:

$$w' = plF\int_l^L \frac{dx}{x} = plF\,logn.\frac{L}{l}.$$

Die theoretische Gesammtwirkung der Maschine ist daher während eines Kolbenganges, wenn der Gegendruck q dabei constant ist:

$$W = w + w' - qFL,$$

oder wenn man substituirt und zugleich für L den Werth $L = \frac{p}{p'}l$ aus der Proportion $p : p' = L : l$ setzt:

$$W = plF\left(1 + logn.\frac{L}{l} - \frac{q}{p'}\right)\ldots(1),$$

wobei man auch $logn.\frac{p}{p'}$ statt $logn.\frac{L}{l}$ setzen kann.

Kommen nun auf die Minute n solche Kolbengänge, d. h. tritt das Dampfvolumen Fl von der Spannung p per Minute n Mal in den Cylinder, so ist die Wirkung per Secunde oder der theoretische Effect in Fusspfund, wenn der Fuss und das Pfund als Einheiten zum Grunde gelegt werden, $E = \frac{n.W}{60}$, oder in Pferdekräfte, wenn man ihre Anzahl durch N bezeichnet, $N = \frac{E}{430}$, d. i.

$$N = \frac{nplF}{60 \times 430}\left(1 + logn.\frac{L}{l} - \frac{q}{p}\right) \ldots (2)$$

(vergl. §. 505, Relat. 1.)

Bei n_1 Kolbenspiele per Minute, welche Zahl mit der Umdrehungszahl des Schwungrades zusammenfällt, ist wegen $n = 2n_1$ auch, wenn man Kürze halber den eingeklammerten Theil der Formel (2) mit K bezeichnet:

$$N = \frac{n_1 plF}{30 \times 430} K = \frac{pV}{430} K = \frac{pFv}{430} K \ldots (3),$$

wobei V das per Secunde in den Cylinder tretende Dampfvolumen (von dem Verluste dabei abgesehen) und v die mittlere Kolbengeschwindigkeit bezeichnet.

358. Wird die Expansion des Dampfes, wie bei dem Woolfschen System, dadurch bewirkt, dass der Dampf aus dem Kessel mit voller Kraft in einen engeren Cylinder A (Fig. 169) und von da, nachdem er hier seine Wirkung vollendet, in einen weiteren Cylinder B tritt und sich hier expandirt, von wo der Dampf gewöhnlich dann in den Condensator abzieht; so sei, um die Wirkung einer solchen Maschine immer noch nach der erwähnten Theorie zu entwickeln, f die Kolbenfläche und l der Kolbengang für den kleinern, F und L dasselbe für den weitern Cylinder, p der Druck des Dampfes auf die Flächeneinheit des kleinen Kolbens, p' der Druck des expandirten Dampfes am Ende des Kolbenlaufes im grossen Cylinder, so wie endlich q der auf den grossen Kolben Statt findende Gegendruck (von Seite des Condensators). Dies vorausgesetzt, habe beim Hinabgehen beider Kolben der kleinere bereits den Weg x, also der grössere, wenn $L = ml$ ist (was von der Anordnung der Maschine abhängt), jenen mx zurückgelegt; so ist in diesem Augenblicke der Druck auf den grossen Kolben (gleich dem Gegendruck auf den kleinern) gleich z gesetzt, nach dem Mariotte'schen Gesetze:

$$z : p = fl : [f(l - x) + F . mx], \text{ folglich } z = \frac{pfl}{fl + (mF - f)x}.$$

Während des Fortrückens des kleinen Kolbens um den Weg dx ist dessen Arbeitsgrösse $= f(p - z)\,dx$, so wie jene des grossen

Kolbens, dessen gleichzeitiger Weg $m\,dx$ ist, $= F(z-q)\,m\,dx$; folglich hat man für die Gesammtwirkung beider Kolben:

$$dw = (fp - mFq)\,dx + (mF - f)\,z\,dx,$$

oder wenn man für z den vorigen Werth setzt und innerhalb der Grenzen von $x = 0$ bis $x = l$ integrirt, für die Wirkung während eines Kolbenschubes:

$$W = (fp - mFq)\int_0^l dx + pfl(mF - f)\int_0^l \frac{dx}{fl + (mF-f)\,x},$$

$$\text{d. i. } W = (fp - mFq)\,l + \frac{pfl(mF-f)}{mF-f}\,logn.\left[\frac{fl + (mF-f)\,l}{fl}\right],$$

oder wenn man reducirt und für ml den Werth L setzt:

$$W = pfl\left(1 + logn.\frac{FL}{fl}\right) - qFL \ldots (r),$$

oder, da aus der Proportion $p : p' = FL : fl$ sofort $FL = \frac{p}{p'} fl$ folgt, endlich:

$$W = pfl\left(1 + logn.\frac{FL}{fl} - \frac{q}{p'}\right).$$

Behält man die Bezeichnung der vorigen Nr. bei, so ist der theoretische Effect per Secunde:

$$(4) \ldots 430\,N = \frac{n_{1}\,pfl}{30}\left(1 + logn.\frac{FL}{fl} - \frac{q}{p'}\right) \text{ Fusspfund.}$$

Auch ist noch, wenn man das in der Klammer stehende Trinom mit M bezeichnet:

$$430\,N = pVM = pfvM \ldots (5),$$

wobei v die Geschwindigkeit des kleineren Kolbens ist.

Anmerkung. Da man in diesen Formeln statt dem Quotienten $\frac{FL}{fl}$ und in den obigen (2) und (3) der vorigen Nr. statt jenem $\frac{L}{l}$ den gleichgeltenden Werth $\frac{p}{p'}$ setzen kann; so folgt, dass diese Formeln, wie es auch sein soll, identisch sind.

b) *Pambour'sche Theorie.*

(§. 540.)

359. Gestützt auf eigene Beobachtungen und Versuche, geht Pambour bei seiner Theorie der Dampfmaschinen unter Anderm von der Ansicht aus, dass der Dampf während seiner Wirkung im Dampfcylinder unter allen Umständen das Maximum seiner

Dichte beibehält und sich während dessen Ausdehnung kein Theil desselben niederschlägt. Obschon sich nun diese Annahme nach den neuesten Versuchen und der Wärmetheorie als unzulässig erweist, indem, während sich der Dampf expandirt ohne Wärmezuführung immer eine theilweise Condensation desselben eintritt; so ist dieser Umstand für die Brauchbarkeit der Pambour'schen Formeln gleichwohl von keinem so grossen Einflusse, als dass man dessen Theorie, welche wenigstens in jeder andern Beziehung von ganz richtigen mechanischen Grundsätzen ausgeht, nicht bis auf Weiteres beibehalten könnte. Die jetzt vielseitig in Angriff genommene Wärmetheorie dürfte allerdings sehr bald auch zu einer Theorie der Dampfmaschinen führen, welche, wenn auch vielleicht nicht in practischer Beziehung, so doch in streng wissenschaftlicher Hinsicht nicht unerhebliche Vorzüge gegen die Pambour'sche besitzen wird.

Was die in §. 541 angeführte, von Pambour aufgestellte empirische Formel $v = \frac{1}{m + np}$ betrifft, nach welcher sich das relative Volumen v aus seiner Expansiv- oder Spannkraft p (Druck auf die Flächeneinheit) direct bestimmen lässt, so gewährt diese natürlich, wie alle derlei empirische Formeln, nur innerhalb gewisser, für die Dampfmaschinen gegebener Grenzen eine grössere oder geringere Genauigkeit, je nachdem die Coefficienten m und n aus mehr oder weniger verlässlichen Versuchen abgeleitet sind.

Bekanntlich legt Pambour seiner Theorie der Dampfmaschinen die beiden Formeln:

$$v = \frac{20000000}{1200 + p} \text{ und } v = \frac{21232000}{3020 + p}$$

zu Grunde, in welchen p den Druck des Dampfes (im gesättigten Zustand) auf den Quadratmeter in Kilogramm und v das relative Volumen bezeichnet, und von denen sich die erstere auf Dampf von niederem, letztere auf Dampf von hohem Drucke bezieht.

Reducirt man beide Formeln auf das Wr. Mass und Gewicht, und versteht unter p den Druck des Dampfes auf den Quadratzoll in Pfunden, so erhält man, mit Beibehaltung dieser Form von

$$v = \frac{m}{n + p} \dots (1)$$

sofort für Dämpfe von niederem Drucke:

$$m = 24781{\cdot}4$$
$$n = 1{\cdot}48688 \ldots (a),$$

für Dämpfe von hohem Drucke:

$$m = 26308$$
$$n = 3{\cdot}7420 \ldots (a').$$

Versteht man dagegen unter p den Druck auf den Wr. Fuss in Pfunden, so findet man für niedern Druck:

$$m = 3568525$$
$$n = 214{\cdot}1115 \ldots (b)$$

und für hohen Druck:

$$m = 3788346$$
$$n = 538{\cdot}8474 \ldots (b').$$

Von den zahllosen Formeln, welche zur Darstellung der Abhängigkeit des Druckes oder der Spannkraft des Dampfes von seiner Temperatur vorgeschlagen wurden, wollen wir nur die vorzüglichsten hier anführen.

Bezeichnet A die Dampfspannung in Atmosphären ausgedrückt (zu $1{\cdot}033^{k.}$ auf den □Centimeter oder 12·794 Pfund auf den Wr. Quadratzoll), so setzt für Spannungen von 1 bis 4 Atmosphären,

Tredgold: $$A = \left(\frac{75 + t}{174{\cdot}964}\right)^6,$$

Pambour: $$A = \left(\frac{72{\cdot}67 + t}{172{\cdot}67}\right)^6.$$

Der „Artesian-Club" setzt für Dampf unter 100°:

$$A = \left(\frac{115 + t}{215}\right)^{7{\cdot}71507}, \text{ über } 100^0\text{: } A = \left(\frac{85 + t}{185}\right)^{6{\cdot}42}.$$

Nach Dulong und Arago ist für Spannungen über 4 Atmosphären:

$$A = ({\cdot}2847 + {\cdot}007153\,t)^5.$$

Da man durch Exponential- und logarithmische Formeln der Wahrheit näher kommt, so setzt man auch, wenn die Spannung durch eine Quecksilbersäule h ausgedrückt wird:

$$h = a b^{\frac{nt}{m+t}}, \text{ oder für } b = 10 \text{ auch } log.\,\frac{h}{a} = \frac{nt}{m+t},$$

dabei setzt Magnus $a = 4{\cdot}525$, $b = 10$, $n = 7{\cdot}4475$, $m = 234{\cdot}69$ und erhält h in Millimeter. In Atmosphären ausgedrückt wäre $A = a b^{\frac{nt}{m+t}}$ und dabei $a = {\cdot}005954$, während b, n, m die vorigen Werthe behalten. Dies gibt, nach einer kleinen Reduction:

$$log.\,A = \frac{5{\cdot}2223\,(t - 100)}{234{\cdot}69 + t}.$$

August schlägt die Formel vor:

$$A = \left[\frac{b\,(a + t)}{c}\right]^{\frac{m - t}{m + nt}},$$

wobei $a = 1028{\cdot}4$, $b = 6415$, $c = 10^9$, $m = 100$ und $n = \frac{3}{5}$ ist.

Regnault benützte bei seinen Versuchen über die Expansivkraft des Wasserdampfes folgende Formeln:

1. Für Dämpfe von -32^0 bis 0^0: $h = a + b\,\alpha^x$, dabei ist $a = -\cdot08038$, $log.\, b = \cdot6024724 - 1$, $log.\, \alpha = \cdot0333980$, $x = 32^0 + t^0$, wo b die (negative) Temperatur in Centigraden bezeichnet. (Regnault benützte hier insbesondere ein Luftthermometer.)
2. Für Dämpfe von 0^0 bis 100^0: $log.\, h = a + b\,\alpha^t - c\,\beta^{-t}$. Dabei ist $a = 4\cdot7384380$, $log.\, b = \cdot1340339 - 2$, $log.\, c = \cdot6116485$, $log.\, \alpha = \cdot006865036$, $log.\, \beta = \cdot9967249 - 1$ und t die Temperatur über 0^0 nach der 100theiligen Scala.
3. Für Dämpfe von 100^0 bis 230^0: $log.\, h = a - b\,\alpha^x - c\,\beta^x$. Dabei ist $a = 6\cdot2640348$, $log.\, b = \cdot1397743$, $log.\, c = \cdot6924351$, $log.\, \alpha = \cdot99404929 - 1$, $log.\, \beta = \cdot99834386 - 1$ und $x = 20^0 + t^0$, wo t die Temperatur über 100^0 C. angibt.
4. Eine zweite Formel für dieselbe Temperatur ist nach Regnault:
$$log.\, h = a - b\,\alpha^x + c\,\beta^x.$$
Dabei ist für ein Quecksilber-Thermometer (bekanntlich benützte R. auch ein Luft-Thermometer):
$$a = 5\cdot4882878,\quad log.\, b = \cdot4163766,\quad log.\, c = \cdot9731198 - 4,$$
$$log.\, \alpha = 1\cdot997443007,\quad log.\, \beta = \cdot01182377 \text{ und } x = t^0 - 100.$$

In allen diesen Formeln bezeichnet h die Höhe der entsprechenden Quecksilbersäule in Millimeter.

Professor Rankine, welcher gegen diese Formeln in theoretischer Hinsicht einige Einwendungen macht, schlägt die folgenden für die Spannung und Temperatur vor:

$$log.\, p = A - \frac{B}{T} - \frac{C}{T^2},$$

$$T = 1 + \sqrt{\frac{A - log.\, p}{C} + \frac{B^2}{4C^2}} - \frac{B}{2C},$$

wobei $T = t^0 + 461\cdot2^0$ Fahr.,

$A = 8\cdot2591$, $log.\, B = 3\cdot43642$, $log.\, C = 5\cdot59873$ und p in engl. Pf. auf den englischen Quadratfuss zu verstehen ist; dagegen wenn p in Zollen der Quecksilbersäule ($= 29\cdot922$ für 1 Atmosphäre) ausgedrückt werden soll, $A = 6\cdot4095$, und wenn p in Pf. auf den Quadratzoll ausgedrückt wird, $A = 6\cdot1007$ ist.

360. Da die neueren, von Regnault mit vorzüglicher Genauigkeit über die Elasticität des Wasserdampfes durchgeführten Versuche *) Resultate liefern, die von jenen der Akademiker Dulong und Arago, welche bisher allgemein angenommen wurden, und die wir im Compendium von §. 501 bis §. 503 angeführt und in Tabellen zusammengestellt haben, in etwas abweichen, so

---

*) *Mémoirs de l'Académie Royale des Sciences de l'Institut de France, Tome XXI. Paris* 1847.

führen wir von diesen Versuchen, welche die Dampfspannungen von — 32 bis 230 Grad Temperatur umfassen, den für uns wesentlichsten Theil, d. i. von 0 bis 215 Grad oder von nahe $\frac{1}{165}$ bis 21 Atmosphären in der nachstehenden Tabelle an; dabei bezeichnet h die der Temperatur von t^0 C. entsprechende Dampfspannung in Millimeter Quecksilbersäule (diese bei 0° verstanden) und A diese Spannung in Atmosphären.

t^0.	h mm.	A.	t^0.	h mm.	A.	t^0	h mm.	A.
0°	4·600	·0061	42°	61·055	·080	84°	416·298	·548
1	4·940	0065	43	64·346	·085	85	433·041	·570
2	5·302	·0070	44	67·790	·089	86	450·344	·593
3	5·687	·0075	45	71·391	·094	87	468·221	·616
4	6·097	·0080	46	75·158	·099	88	486·687	·640
5	6·534	·0086	47	79·093	·104	89	505·759	·665
6	6·998	·0092	48	83·204	·109	90	525·450	·691
7	7·492	·0199	49	87·499	·115	91	545·778	·719
8	8·017	·0107	50	91·982	·121	92	566·757	·746
9	8·574	·011	51	96·661	·127	93	588·406	·774
10	9·165	·012	52	101·543	·134	94	610·740	·804
11	9·792	·013	53	106·636	·140	95	633·778	·834
12	10·457	·014	54	111·945	·147	96	657·535	·865
13	11·162	·015	55	117·478	·155	97	682·029	·897
14	11·908	·016	56	123·244	·163	98	707·280	·931
15	12·699	·017	57	129·251	·170	99	733·305	·965
16	13·536	·018	58	135·505	·178	100	760·000	1·000
17	14·421	·019	59	142·015	·187	101	787·590	1·036
18	15·357	·020	60	148·791	·196	102	816·010	1·074
19	16·346	·022	61	155·839	·205	103	845·280	1·112
20	17·391	·023	62	163·170	·215	104	875·410	1·152
21	18·495	·024	63	170·791	·225	105	906·410	1·193
22	19·659	·026	64	178·714	·235	106	938·310	1·235
23	20·888	·028	65	186·945	·246	107	971·140	1·278
24	22·184	·029	66	195·496	·257	108	1004·910	1·322
25	23·550	·031	67	204·376	·267	109	1039·650	1·368
26	24·988	·033	68	213·596	·281	110	1075·370	1·415
27	25·505	·034	69	223·165	·294	111	1112·090	1·463
28	28·101	·037	70	233·093	·306	112	1149·830	1·513
29	29·782	·039	71	243·393	·320	113	1188·610	1·564
30	31·548	·042	72	254·073	·334	114	1228·470	1·616
31	33·406	·044	73	265·147	·349	115	1269·410	1·670
32	35·359	·047	74	276·624	·364	116	1311·470	1·726
33	37·411	·049	75	288·517	·380	117	1354·660	1·782
34	39·565	·052	76	300·838	·396	118	1399·020	1·841
35	41·827	·055	77	313·600	·414	119	1444·550	1·901
36	44·201	·058	78	326·811	·430	120	1491·280	1·962
37	46·691	·061	79	340·488	·448	121	1539·250	2·025
38	49·302	·065	80	354·643	·466	122	1588·470	2·091
39	52·039	·068	81	369·287	·486	123	1638·960	2·157
40	54·906	·072	82	384·435	·506	124	1690·76	2·225
41	57·910	·076	83	400·101	·526	125	1743·88	2·295

t^0.	h mm.	A.	t^0.	h mm.	A.	t^0.	h mm.	A.
126°	1798·35	2·366	156°	4196·59	5·522	186°	8644·35	11·374
127	1854·20	2·430	157	4306·88	5·667	187	8838·82	11·630
128	1911·47	2·515	158	4419·45	5·815	188	9036·68	11·885
129	1970·15	2·592	159	4534·36	5·966	189	9237·95	12·155
130	2030·28	2·671	160	4651·62	6·120	190	9442·70	12·425
131	2091·94	2·753	161	4771·28	6·278	191	9650·93	12·699
132	2155·03	2·836	162	4893·36	6·439	192	9862·71	12·977
133	2219·69	2·921	163	5017·91	6·603	193	10078·04	13·261
134	2285·92	3·008	164	5144·97	6·770	194	10297·01	13·549
135	2353·73	3·097	165	5274·54	6·940	195	10519·63	13·842
136	2423·16	3·188	166	5406·69	7·114	196	10745·95	14·139
137	2494·23	3·282	167	5541·43	7·291	197	10975·00	14·441
138	2567·00	3·378	168	5678·82	7·472	198	11209·82	14·749
139	2641·44	3·476	169	5818·90	7·556	199	11447·46	15·062
140	2717·63	3·576	170	5961·66	7·844	200	11688·96	15·380
141	2795·57	3·678	171	6107·19	8·036	201	11934·37	15·703
142	2875·30	3·783	172	6255·48	8·231	202	12183·69	16·031
143	2956·86	3·890	173	6406·60	8·430	203	12437·00	16·364
144	3040·26	4·000	174	6560·55	8·632	204	12694·30	16·703
145	3125·55	4·113	175	6717·43	8·839	205	12955·66	17·047
146	3212·74	4·227	176	6877·22	9·049	206	13221·12	17·396
147	3301·87	4·344	177	7039·97	9·263	207	13490·75	17·751
148	3392·98	4·464	178	7205·72	9·481	208	13764·53	18·111
149	3486·09	4·587	179	7374·52	9·703	209	14042·52	18·477
150	3581·23	4·712	180	7546·39	9·929	210	14324·80	18·848
151	3678·43	4·840	181	7721·37	10·150	211	14611·32	19·226
152	3777·74	4·971	182	7899·52	10·394	212	14902·22	19·608
153	3879·18	5·104	183	8080·84	10·633	213	15197·48	19·997
154	3982·77	5·240	184	8265·40	10·876	214	15497·17	20·391
155	4088·56	5·380	185	8450·23	11·123	215	15801·33	20·791

Die hier zusammengestellten Regnault'schen Zahlen für h stimmen von 0° bis 105° genau mit den gleichzeitig und unabhängig von Magnus gefundenen Werthen überein. In den höheren Temperaturen fallen diese mehr mit den von Dulong und Arago (welche von 0° bis 224° gehen) erhaltenen Zahlen zusammen.

Für Rechnungen, welche bei Dampfmaschinen noch häufig nach dem englischen Mass- und Gewichtssystem ausgeführt werden, und nach welchen der Druck der Atmosphäre oder die diesem Drucke entsprechende Dampfspannung bei einer Temperatur von 212° Fahr. mit 14·71 Pfund auf den Quadratzoll, oder gleich der Höhe einer Quecksilbersäule von 29·922 Zoll angenommen wird, ist es bequemer, diese Tabelle für das englische Mass umzurechnen.

Wir geben sofort diese Tabelle nach der von W. Fairbairn in dessen neuestem Werke (*Treatise on Mills and Millwork etc. Lond.* 1861) gewählten Einrichtung.

Druck in ℔. auf 1 □Zoll	Temperatur in Graden nach Fahr.	Temperaturs-Erhöhung für 1 ℔. Druck	Druck in ℔. auf 1 □Zoll	Temperatur in Graden nach Fahr.	Temperaturs-Erhöhung für 1 ℔. Druck	Druck in ℔. auf 1 □Zoll	Temperatur in Graden nach Fahr.	Temperaturs-Erhöhung für 1 ℔. Druck
1	101·98	24·28	31	252·09		70	302·71	
2	126·26	15·35	32	253·94	1·85	75	307·38	·93
3	141·61	11·47	33	255·70	1·76	80	311·83	·89
4	153·08	9·25	34	257·47	1·77	85	316·00	·85
5	162·33	7·76	35	259·15	1·68	90	320·03	·81
6	170·12	6·78	36	260·83	1·68	95	323·87	·77
7	176·90	6·00	37	262·44	1·61	100	327·56	·74
8	182·90	5·41	38	264·04	1·60	105	331·10	·71
9	188·31	4·92	39	265·58	1·54	110	334·51	·68
10	193·23	4·54	40	267·12	1·53	115	337·84	·66
11	197·77	4·19	41	268·60	1·49	120	340·99	·63
12	201·96	3·92	42	270·07	1·47	125	344·06	·61
13	205·88	3·67	43	271·50	1·43	130	347·05	·59
14	209·55		44	272·91	1·41	135	349·93	·57
14·7	212·00	3·47	45	274·30	1·39	140	352·76	·57
15	213·02		46	275·65	1·35	145	355·6	·56
16	216·29	3·27	47	276·99	1·34	150	358·3	·55
17	219·42	3·14	48	278·30	1·31	160	363·4	·51
18	222·37	2·96	49	279·59	1·29	170	368·2	·48
19	225·19	2·82	50	280·85	1·26	180	372·9	·47
20	227·91	2·72	51	282·60	1·25	190	377·5	·46
21	230·54	2·63	52	283·32	1·22	200	381·8	·43
22	233·08	2·54	53	284·53	1·21	210	386·0	·42
23	235·43	2·35	54	285·73	1·20	220	389·9	·39
24	237·75	2·32	55	286·90	1·17	230	393·8	·39
25	240·00	2·25	56	288·05	1·15	240	397·5	·37
26	242·16	2·16	57	289·19	1·14	250	401·1	·36
27	244·26	2·10	58	290·31	1·12	260	404·5	·34
28	246·32	2·04	59	291·42	1·11	270	407·9	·34
29	248·30	1·98	60	292·51	1·09	280	411·2	·33
30	250·23	1·93	65	297·77	1·05	290	414·4	·32
31	252·09	1·86	70	302·71	1·01	300	417·5	·31

Wir führen hier noch die Resultate der neuesten von W. Fairbairn und Tate gemeinschaftlich durchgeführten Versuche über das relative Volumen des gesättigten Wasserdampfes von Pfund zu Pfund (engl.) auf 1 Quadratzoll (engl.) in der folgenden Tabelle bis 250 Pfd. Druck an und bemerken, dass sie aus ihren erhaltenen Resultaten für das relative Volumen v folgende empirische Formel aufstellen:

$$v = 25{\cdot}62 + \frac{49513}{p - {\cdot}72},$$

woraus umgekehrt

$$p = \frac{49513}{v - 25{\cdot}62} + {\cdot}72$$

folgt, und wobei p die betreffende Dampfspannung in (engl.) Zollen der Quecksilbersäule bezeichnet.

Dampfdruck in Pfd. auf 1 □Zoll	Relatives Volumen	Dampfdruck in Pfd. auf 1 □Zoll	Relatives Volumen	Dampfdruck in Pfd. auf 1 □Zoll	Relatives Volumen	Dampfdruck in Pfd. auf 1 □Zoll	Relatives Volumen	Dampfdruck in Pfd. auf 1 □Zoll	Relatives Volumen
1	17990·6	24	1024·1	47	539·5	70	371·2	93	286·1
2	10357·6	25	984·8	48	529·0	71	366·4	94	283·3
3	7276·6	26	948·4	49	518·6	72	361·7	95	280·6
4	5610·6	27	914·6	50	508·5	73	357·1	96	278·0
5	4568·1	28	883·2	51	499·1	74	352·6	97	275·4
6	3852·6	29	854·0	52	490·1	75	348·3	98	272·8
7	3331·6	30	826·8	53	481·4	76	344·1	99	270·3
8	2936·6	31	801·2	54	472·9	77	340·0	100	267·9
9	2625·4	32	777·2	55	464·7	78	336·0	110	246·0
10	2374·3	33	754·7	56	457·0	79	332·1	120	227·6
11	2167·4	34	733·5	57	449·6	80	328·3	130	212·2
12	1994·0	35	713·4	58	442·4	81	324·6	140	198·9
13	1846·7	36	694·5	59	435·3	82	320·9	150	186·9
14	1719·8	37	676·6	60	428·5	83	317·3	160	177·3
14·7	1641·5								
15	1609·4	38	659·7	61	422·0	84	313·9	170	168·3
16	1512·6	39	643·6	62	415·6	85	310·5	180	160·5
17	1426·9	40	628·2	63	409·4	86	307·2	190	153·3
18	1350·6	41	613·4	64	403·5	87	304·0	200	146·9
19	1282·1	42	599·3	65	397·7	88	300·8	210	141·2
20	1220·0	43	585·9	66	392·1	89	297·7	220	135·9
21	1164·4	44	573·8	67	386·6	90	294·7	230	131·2
22	1113·5	45	561·8	68	381·3	91	291·8	240	126·8
23	1066·9	46	550·4	69	376·1	92	288·9	250	122·7

361. Benützt man (da sich die letzteren Formeln zur Bestimmung von t nicht wohl eignen) die vorige Tabelle zur Bestimmung der den verschiedenen in Atmosphären ausgedrückten Spannkräften des Dampfes entsprechenden Temperaturen, indem man dabei gehörig interpollirt; so erhält man eine der in §. 501 angegebene, in ihren Zahlen jedoch gleichfalls etwas abweichende analoge Tabelle, welche wir ihres öfteren Gebrauches wegen ebenfalls mittheilen wollen.

In dieser Tabelle, welche die Temperaturen des Wasserdampfes für die Expansivkräfte von 1 bis 28 Atmosphären nach Regnault enthält, bezeichnet A die Expansivkraft in Atmosphären, h die entsprechende Höhe der Quecksilbersäule in Meter und t die zugehörige Temperatur in Centigraden.

A.	$\frac{h}{m.}$	t^0.	A.	$\frac{h}{m.}$	t^0.	A.	$\frac{h}{m.}$	t^0.
1	·76	100·0	11	8·36	184·5	21	15·96	215·5
2	1·52	120·6	12	9·12	188·4	22	16·72	217·9
3	2·28	133·9	13	9·88	192·1	23	17·38	220·3
4	3·04	144·0	14	10·64	195·5	24	18·14	222·5
5	3·80	152·2	15	11·40	198·8	25	19·00	224·7
6	4·56	159·2	16	12·16	201·9	26	19·76	226·8
7	5·32	165·3	17	12·92	204·9	27	20·52	228·9
8	6·08	170·8	18	13·68	207·7	28	21·28	230·9
9	6·84	175·8	19	14·44	210·4			
10	7·60	180·3	20	15·20	213·0			

362. Für Temperaturen von 0° bis 25° fand Regnault das Verhältniss zwischen dem gesättigten Wasserdampf und der atmosphärischen Luft bis auf ·01 constant und zwar gleich ·6221, dagegen bei den höheren Temperaturen die Dichte des Dampfes gegen jene der Luft oder eines Gases von gleichem Drucke überhaupt immer mehr zunehmend. Da diese Beobachtungen in neuester Zeit durch die auf Grundlage der mechanischen Wärmetheorie ausgeführten Rechnungen von Prof. Zeuner ihre volle Bestätigung finden, so kann die von Biot herrührende und von den Physikern bisher allgemein angenommene Tabelle über das specifische Gewicht des Wasserdampfes, welche auf Grundlage der Mariotte'schen, Gay-Lussac'schen, d. i. der Gasgesetze berechnet ist, heute nicht mehr für hinlänglich genau gelten. Wir theilen daher in der nachstehenden Tabelle diese Zeuner'schen Zahlen mit dem Bemerken mit, dass diese in den neuesten von Fairbairn und Tate (Civil. Ingen. August 1860) ausgeführten Versuchen ihre Bestätigung zu erhalten scheinen.

In dieser Tabelle bezeichnet s das Gewicht von 1 Kubikmeter Wasserdampf in Kilogramm, also (wenn man diese Zahlen mit 1000 dividirt) zugleich auch das specifische Gewicht oder die Dichte des gesättigten Dampfes auf Wasser bezogen, so wie $v = \frac{1}{s}$ das 1 Kilogramm wiegende Dampfvolumen in Kubikmeter und t die Temperatur nach Celsius.

t^0.	s kil.	v c. m.	t^0.	s kil.	v c. m.	t^0.	s kil.	v c. m.
0	·0048	207·365	70	·1991	5·0229	140	2·0137	·4966
5	·0067	148·612	75	·2435	4·1059	145	2·2957	·4356
10	·0093	107·787	80	·2960	3·3788	150	2·6082	·3834
15	·0126	79·117	85	·3574	2·7981	155	2·9525	·3387
20	·0170	58·704	90	·4289	2·3313	160	3·3311	·3002
25	·0227	44·028	95	·5119	1·9536	165	3·7467	·2669
30	·0300	33·370	100	·6075	1·6459	170	4·2000	·2381
35	·0391	25·542	105	·7172	1·3942	175	4·6949	·2330
40	·0507	19·736	110	·8426	1·1868	180	5·2328	·1911
45	·0650	15·390	115	·9849	1·0153	185	5·8140	·1720
50	·0826	12·106	120	1·1468	·8720	190	6·4474	·1551
55	·1041	9·6041	125	1·3277	·7532	195	7·1276	·1403
60	·1302	7·6788	130	1·5316	·6529	200	7·8616	·1272
65	·1616	6·1876	135	1·7596	·5638			

Nach dieser Tabelle wäre z. B. das specifische Gewicht des Dampfes bei 0°, d. i. $s =$ ·0000048 und das relative Volumen $v =$ 207365, dagegen nach der bisherigen Biot'schen Tafel: $s =$ ·0000054 und $v =$ 182323.

Bei 100° wäre nach dieser Tabelle $s =$ ·0006075 und $v =$ 1645·9; dagegen ist nach Biot: . . . . $s =$ ·00058955 und $v =$ 1696.

Stellen sich daher die in dieser Tabelle angeführten Zahlen durch weitere Versuche als richtig oder nahezu genau heraus, so bedürfen natürlich auch die in Nr. **359** von Pambour benützten Coefficienten n und m, namentlich für Dämpfe von hohem Drucke, eine entsprechende Correctur und Berichtigung, weil nach der obigen Bemerkung die Dichte des Dampfes bei höheren Temperaturen gegen die Biot'sche Tafel in einem grösseren Verhältniss zu-, also das relative Volumen abnimmt. So ist, um mit einer Dampfspannung von 10 Atmosphären die Vergleichung zu machen, nach der bisherigen Annahme nahezu $v = 207$, dagegen nach der vorigen Tabelle $v = 190{\cdot}6$.

Zeuner stellt zur Bestimmung des Volumens v der Gewichtseinheit gesättigten Dampfes von der Temperatur t und Spannung h in Millimeter Quecksilbersäule die Formel auf:

$$v = {\cdot}001 + \frac{949{\cdot}70}{h}\, logn. \frac{273 + t}{100}$$

und hält für Spannungen, wie sie bei Dampfmaschinen vorkommen, die Näherungsformel:

$$v = {\cdot}001 + \frac{31{\cdot}18564}{h}\,(32{\cdot}28 + {\cdot}0766\, t)$$

für hinlänglich genau.

Professor Rankine entwickelte im Jahre 1855 eine theoretische Formel für das specifische Gewicht und relative Volumen v des gesättigten Wasserdampfes aus den Gesetzen der latenten Wärme; diese Formel lässt sich in folgender Form darstellen:

$$v = 1 + \frac{772\,[1091{\cdot}7 - {\cdot}7\,(t - 32)]\,(t + 461{\cdot}2)^2}{2{\cdot}3026\, v'p\,[B\,(t + 4612) + 2\,C]}.$$

Dabei ist v' das Volumen von 1 Pfund Wasser bei der Temperatur t (Fahr.), p der Druck des Dampfes von derselben Temperatur auf den (engl.) Quadratfuss in Pfunden, ferner ist $\log B = 3{\cdot}43642$ und $\log C = 5{\cdot}59873$.

So gibt z. B. für $t = 320^0$ ($= 160^0$ C.) die Fairbairn'sche Formel das relative Volumen $v = 295$, die Rankine'sche $v = 301$, die Zeuner-sche $v = 300{\cdot}2$ und die ältere aus den Gasgesetzen abgeleitet $v = 316{\cdot}6$.

Interessant und die Abweichungen des gesättigten Wasserdampfes von den Gasgesetzen auf eine befriedigende Weise erklärend ist die von Résal, *Ingenieur des mines*, ganz kürzlich über die physische Beschaffenheit der Dämpfe aufgestellte und entwickelte Hypothese, aus welcher er mit Zugrundelegung der Versuche von Cahours für die Dichte des Wasserdampfes folgende Formel aufstellt:

$$10^4 \varDelta = 6190 + 565{\cdot}32\,({\cdot}89490)^{\Theta},$$

in welcher $\varDelta$ die Dichte des Dampfes für die Temperatur t, auf jene der Luft bei gleichem Drucke und gleicher Temperatur bezogen, und Θ den Ueberschuss der Temperatur t über den Siedepunct (wofür diese Formel nur Geltung hat) bezeichnet, also $\Theta = t - 100$ ist.

Für $\Theta = 0$, 7, 10, 20, 30, 50, 100 und 150 folgt daraus beziehungsweise:

$$\varDelta = {\cdot}6755,\ {\cdot}6450,\ {\cdot}6370,\ {\cdot}6252,\ {\cdot}6210,\ {\cdot}6195,\ {\cdot}6190,\ {\cdot}6190.$$

Dabei ist vorausgesetzt, dass der Dampf durchaus einen constanten, und zwar den Druck Einer Atmosphäre besitzt, dieser also bei $t = 100^0$ gesättigt sei oder sich im Maximum seiner Spannung befinde und von da an um Θ^0 überhitzt und dadurch immer trockener werde. Diese letztere Reihe zeigt, dass sich die Dichte des Dampfes bei steigender Temperatur der constanten Grenze ·6190 nähert.

Aus dem Umstande, dass die Dichte des Dampfes gegen jene der Luft mit der Zunahme der Temperatur immer mehr abnimmt und sich immer mehr der Natur permanenter Gase nähert, glaubt Clausius die Dichte des Dampfes bei 0^0 mit ·622 annehmen zu dürfen, eine Annahme, welche auch durch die Versuche von Regnault und Cahours in so ferne bestätigt wird, als sie für Dämpfe von 1 Atmosphäre Spannung und eine Ueberhitzung von 50^0 bis 100^0 die Dichten ·6192 und ·6182 gefunden haben, und der gesättigte Dampf bei 0^0 eigentlich noch kein permanentes Gas bildet.

363. Im Zusammenhange mit diesen neueren Resultaten über Wasserdämpfe müssen wir auch noch auf die bisher grösstentheils angenommene und im §. 507 des Compendiums aufgenommene Hypothese, nach welcher die in jedem gesättigten Dampfe enthaltene Gesammtwärme constant ist und nahe 640 Wärmeeinheiten beträgt, hier zurückkommen und bemerken, dass sich diese Hypothese nunmehr nach den Regnault'schen Versuchen und den Anschauungen der mechanischen Wärmetheorie als unzulässig erweist.

Ist nämlich Q die gesammte Wärme, welche der Gewichtseinheit, d. i. wenn wir ganz einfach das metrische Mass voraussetzen, 1 Kilogramm Wasser von 0^0 mitgetheilt werden muss, um dasselbe unter dem der Temperatur t entsprechenden Drucke h, in Millimeter der Quecksilbersäule oder p Kilogramme auf 1 Quadratmeter, welchen der daraus erzeugte Dampf haben soll, von 0 bis t^0 zu erwärmen; so ist nach Regnault's Versuchen:

$$Q = 606{\cdot}5 + {\cdot}305\,t \ldots (\alpha).$$

Die durch diese Formel ausgedrückte Wärme Q enthält nun 1. jene Wärme W, welche das flüssige Wasser von 0 bis t^0 aufnimmt; 2. die zur Aenderung der Aggregatsform, d. i. zur Dampfbildung nöthige sogenannte latente oder nach Clausius „Verdampfungs-Wärme“ L. Diese letztere besteht aber selbst wieder a) aus jenem Antheile R, welcher für die Arbeit zur Ausdehnung des Dampfes oder der unter dem constanten Drucke p stattfindenden Volumsveränderung verbraucht wird, und b) aus der Wärmemenge l, welche sich bei der genannten Temperatur t im Dampfe mehr als im Wasser (von derselben Temperatur) vorfindet. Hiernach ist also:

$$Q = W + L \ldots (\alpha'), \quad L = R + l, \quad \text{also auch } Q = W + R + l.$$

Um den Vorgang dabei besser zu versinnlichen, denke man sich 1 Kilogramm Wasser von 0^0 in einem mit einem beweglichen Kolben versehenen Cylinder von 1 Quadratmeter Querschnitt enthalten und den Kolben mit p Kilogramm belastet; man führe jetzt dieser Wassermenge von Aussen so lange Wärme zu, bis es, ohne dass sich noch Dampf bilde, die Temperatur t, welche der zu erzeugende Dampf haben soll, erreicht hat, und sei W die hiezu nöthige Wärmemenge. Fährt man nun fort, diesem bereits auf t^0 erwärmten Wasser noch weitere Wärme zuzuführen, so beginnt, ohne Erhöhung der Temperatur, die Dampfbildung unter dem constanten Drucke p und es wird dabei der Kolben so lange fortgeschoben, bis das sämmtliche Wasser in solchen Dampf (von der Spannung p und Temperatur t) verwandelt und sonach der hier betrachtete Vorgang zu Ende ist.

Bezeichnet man nun die Wärme, welche man dem Wasser von der Temperatur t^0 während der Dampfbildung bei constantem Drucke p zuführen muss, mit L, so ist die Gesammtwärme, welche das Wasser von 0^0 bis dahin aufgenommen hat, $Q = W + L$, und es ist eben diese Wärme, für welche Regnault den oben angegebenen Werth (α) gefunden hat.

Aus diesem (übrigens noch mehrfacher Aenderung fähigem) Verfahren ist nun auch deutlich zu ersehen, dass in der Wärmemenge L nicht nur jene im Dampfe noch wirklich vorfindliche latente Wärme l, sondern auch jene Wärmemenge R enthalten ist, welche die genannte Arbeit (Vorschieben des Kolbens) bewirkt hat und mithin verbraucht wurde.

Auf Grundlage des von Regnault angegebenen Ausdruckes für die specifische Wärme des Wassers bei constantem Drucke (Nr. **298**), nämlich $c = 1 + \cdot 00004t + \cdot 0000009t^2$, erhält man aus dem Ausdrucke:

$$W = \int_0^t c\,dt \ldots (a)$$

für die obige Wärmemenge W:

$$W = t + \cdot 00002t^2 + \cdot 0000003t^3 \ldots (\beta)$$

und sonach für die Verdampfungswärme $L = Q - W$, wenn man für Q und W die Werthe aus (α) und (β) setzt:

$$L = 606 \cdot 5 - \cdot 695t - \cdot 00002t^2 - \cdot 0000003t^3.$$

Um jedoch für diese Wärmemenge L einen einfachen und dennoch genügenden Näherungswerth zu erhalten, nimmt Clausius für c einen constanten Mittelwerth, und zwar jenen $c = 1 \cdot 013$ für $t = 100^0$, wodurch

$$W = 1 \cdot 013t \ldots (\beta')$$

und wegen Relat. (α) und (α') $L = 606 \cdot 5 - \cdot 708t$ wird.

Clausius setzt jedoch mit Rücksicht auf den von Regnault für $t = 100^0$ gefundenen genauern Werth von $L = 536 \cdot 2$ (die vorige Formel gibt $535 \cdot 7$) dafür:

$$L = 607 - \cdot 708t \ldots (\gamma).$$

Was endlich die während der erwähnten Dampfbildung in Arbeit umgesetzte und daher aus der Gesammtwärme Q verschwundene Wärme R anbelangt, so ist, wenn $A = \frac{1}{424}$ (statt der Zahl $423 \cdot 893$ in Nr. **306**, Anmerk., die ganze Zahl 424 gesetzt) das Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit und V den Volumenunterschied zwischen dem Wasservolumen v' und jenem v des daraus gebildeten Dampfes bezeichnet (also $V = v - v'$ ist), sofort diese verrichtete Arbeit $= pV$, folglich:

$$R = ApV \ldots (\gamma').$$

Nach Zeuner's Berechnung lässt sich R mit grosser Genauigkeit durch die Formel:

$$R = 30 \cdot 456 \, logn. \frac{T}{100} \ldots (\delta)$$

bestimmen, in welcher $T = 273 + t$ die absolute Temperatur (Nr. **307**) bezeichnet.

Nach der vorigen Bemerkung ist daher die im Dampfe zurückgebliebene Wärme:

$$q = Q - R = 606 \cdot 5 + \cdot 305t - 30 \cdot 456 \, logn. \frac{273 + t}{100} \ldots (\delta').$$

Für die eigentliche latente Wärme hat man:

$$l = L - R = q - W \ldots (\varepsilon).$$

Endlich ist das Dampfvolumen bei der Temperatur t in Kubikmeter ausgedrückt:

$$v = V + v',$$

dabei kann das Wasservolumen v', mit Vernachlässigung der eigenen sehr geringen Ausdehnung mit $\cdot 001$ Kubikmeter angenommen werden.

Das Dampfvolumen V erhält man aus der Relation:

$$V = 424 \cdot \frac{R}{p} = 31{\cdot}18564 \frac{R}{h},$$

wobei h die Dampfspannung in Millimeter der Quecksilbersäule angibt, weil der Druck einer solchen Säule von 1 Millimeter auf 1 Quadratmeter 13·596 Kilogramm beträgt.

Schliesslich wollen wir noch erwähnen, dass Zeuner den oben für die Wärme W angegebenen Regnault'schen Ausdruck (β) durch den eben so genauen einfacheren:

$$W = 30{\cdot}59 + 1{\cdot}100\,t - R \ldots (\varepsilon')$$

ersetzt, wobei R den obigen Werth in (δ) hat.

364. In der nachstehenden Tabelle geben wir der leichtern Uebersicht wegen innerhalb der Grenzen von 0° bis 200° C. von 5 zu 5 Grad die in der vorhergehenden Nummer erörterten Werthe von der Gesammtwärme Q, der Verdampfungswärme L, der latenten Wärme l, welche im Dampfe mehr als im Wasser enthalten ist, und der während der Dampfbildung in Arbeit umgesetzten Wärme R.

t^0.	Q	L	l	R	q
0	606·50	607·00	576·41	30·59	575·91
5	608·02	603·46	572·32	31·14	576·88
10	609·55	599·92	568·24	31·68	577·87
15	611·07	596·38	564·16	32·22	578·85
20	612·60	592·84	560·10	32·74	579·86
25	614·12	589·30	556·05	33·25	580·87
30	615·65	585·76	552·00	33·76	581·89
35	617·17	582·22	547·96	34·26	582·91
40	618·70	578·68	543·93	34·75	583·95
45	620·22	575·14	539·91	35·23	584·99
50	621·75	571·60	535·99	35·71	586·04
55	623·27	568·06	531·88	36·18	587·09
60	624·80	564·52	527·88	36·64	588·16
65	626·32	560·98	523·89	37·09	589·23
70	627·85	557·44	519·90	37·54	590·31
75	629·37	553·90	515·92	37·98	591·39
80	630·90	550·36	511·95	38·41	592·49
85	632·42	546·82	507·98	38·84	593·58
90	633·95	543·28	504·02	39·26	594·69
95	635·47	539·74	500·06	39·68	595·79
100	637·00	536·20	496·11	40·09	596·91
105	638·52	532·66	492·16	40·50	598·02
110	640·05	529·12	488·22	40·90	599·15
115	641·57	525·58	484·29	41·29	600·28
120	643·10	522·04	480·36	41·68	601·42
125	644·62	518·50	476·44	42·06	602·56
130	646·15	514·96	472·51	42·45	603·70
135	647·67	511·42	468·60	42·82	604·85
140	649·20	507·88	464·69	43·19	606·01

t^0.	Q	L	l	R	q
145	650·72	504·34	460·78	43·56	607·16
150	652·25	500·80	456·88	43·92	608·33
155	653·77	497·26	452·98	44·28	609·49
160	655·30	493·72	449·09	44·63	610·67
165	656·82	490·18	445·20	44·98	611·84
170	658·35	486·64	441·31	45·33	613·02
175	659·87	483·10	437·43	45·67	614·20
180	661·40	479·56	433·55	46·01	615·39
185	662·92	476·02	429·68	46·34	616·58
190	664·45	472·48	425·80	46·68	617·77
195	665·97	468·94	421·94	47·00	618·97
200	667·45	465·40	418·08	47·32	620·13

Aus dieser Tabelle ersieht man nun ganz einfach, dass, um z. B. aus 1 Kilogramm Wasser von 0° Dampf von 100°, d. i. von 1 Atmosphäre Spannung (und zwar in der angedeuteten Weise) zu erzeugen, nach der 2. Columne eine Wärmemenge von 637 Calorien erforderlich ist, und zwar wurde zuerst das Wasser von 0 bis 100° erwärmt; von da an begann die Dampfbildung mit einem Wärmeaufwand (Col. 3) von 536·20 Calorien, folglich wurden 637 — 536·2 = 100·8 Calorien zu dieser ersten Erwärmung des Wassers von 0 auf 100° verwendet. Nach der 5. Columne wurden während der Verdampfung des Wassers 40·09 Calorien in Arbeit umgewandelt, so, dass sich also die Arbeit der Gewichtseinheit (hier 1 Kilogramm) Dampf von 100° mit 424 × 40·09 = 16998 Kilogramm-Meter, oder zu 226½ Pferdekräfte herausstellt.

Endlich gibt die 6. Columne den Rest, d. i. die noch im Dampfe enthaltene Wärme, mit 596·83 Calorien.

Auf ähnliche Weise gibt die Tabelle auch für die übrigen darin aufgenommenen Temperaturen des Dampfes die nöthigen Auskünfte.

365. Um endlich auf die Berechnung der Dampfmaschinen nach der Pambour'schen Theorie zurückzukommen, beziehen wir uns auf die oben in Nr. **359** aufgestellte Relation (1) zwischen der Spannung oder dem Drucke p und dem relativen Volumen v des Dampfes, wornach also, wenn ein gewisses Volumen Wasser S unter dem Drucke p in Dampf verwandelt wird, dessen absolutes Volumen $= M$ ist, sofort:

$$\frac{M}{S} = v = \frac{m}{n+p} \ldots (\alpha),$$

und wenn dasselbe Wasservolumen in Dampf vom Drucke p' verwandelt wird und dessen absolutes Volumen $= M'$ ist, sofort auch

$$\frac{M'}{S} = \frac{m}{n+p'}, \text{ folglich } M' = \left(\frac{n+p}{n+p'}\right) M \ldots (a)$$

stattfindet, aus welcher letztern Relation auch noch

$$p' = \frac{M}{M'}(n+p) - n \ldots (b)$$

folgt.

Ist nun P' der Druck des Dampfes im Cylinder, und zwar auf die Flächeneinheit des Kolbens, Q der von Seite der Last auf dieselbe Fläche entfallende, vom Kolben zu überwindende Widerstand, S das Volumen Wasser, welches im Kessel unter dem Drucke P in der Zeiteinheit in Dampf verwandelt wird, v das relative, folglich vS das absolute Volumen dieses Dampfes, welcher also in der Zeiteinheit erzeugt wird und die Spannung P besitzt, und zufolge der vorigen Relation (a) im Cylinder, wo er den im Allgemeinen geringern Druck P' annimmt, in das Volumen:

$$\left(\frac{n+P}{n+P'}\right) vS$$

übergeht, ferner V die mittlere Geschwindigkeit des Kolbens, so wie F dessen Fläche; so hat man nach den von Pambour zum Grunde gelegten (unangreifbaren) Sätzen, nach welchen sich, sobald in dem Gange der Maschine der Beharrungsstand eingetreten, 1. zwischen dem Dampfdruck auf den Kolben und dem von diesem letztern zu überwindenden Widerstande das dynamische Gleichgewicht bestehen, und 2. die verbrauchte der erzeugten Dampfmenge gleich sein muss, sofort die beiden Grundgleichungen:

$$P' = Q \ldots (1) \text{ und } FV = \frac{S}{n+P'} \ldots (2),$$

aus denen sich noch ganz einfach die drei folgenden ergeben:

$$V = \frac{S}{F(n+Q)} \ldots (3), \quad Q = \frac{S}{FV} - n \ldots (4) \text{ und } S = FV(n+Q) \ldots (5).$$

Diese Relationen voraussetzend, können wir jetzt auf die einzelnen Systeme der Dampfmaschinen übergehen.

Woolf'sche Maschine.

366. Es sei, um sogleich den allgemeinsten Fall zu behandeln, in dem Woolf'schen Systeme, welches in der neuesten Zeit wieder besondere Aufnahme findet, P der Dampfdruck (auf die Flächeneinheit) im Kessel, P' der Druck, welchen derselbe beim Eintritt in den kleinen Cylinder A (Fig. 169) vor der Absperrung annimmt, l der Kolbenlauf im kleinen, L jener im grossen