Der Maschinenbau

Redtenbacher, Ferdinand

Mannheim, 1863

Der Wasserdampf

urn:nbn:de:bsz:31-270981

NEUNTER ABSCHNITT.

Theorie und Bau der Dampfmaschinen.

Der Wasserdampf.

Das Wesen des Dampfes, die Gesetze seiner Bildung, sein Verhalten unter mannigfaltigen Umständen bei Ausdehnungen, Zusammenziehungen, Erwärmung, Abkühlung, sind noch nicht vollständig bekannt.

Es fehlt zwar nicht an zahlreichen experimentalen und theoretischen Untersuchungen über diesen Gegenstand, und gerade in neuerer Zeit haben die Versuche von *Regnault* und die von verschiedenen Mathematikern aufgestellten Anfänge von Wärmetheorien Manches aufgehellt, was früher dunkel war, allein so weit ist unsere Kenntniss noch nicht gediehen, dass es möglich wäre, eine ganz rationelle Theorie des Dampfes und der Dampfmaschinen aufzustellen. Für die Praxis des Dampfmaschinenwesens sind jedoch annähernde Theorien ganz genügend, denn was zu thun ist, um eine vortheilhafte Verwendung des im Kessel erzeugten Dampfes zum Betrieb einer Dampfmaschine hervorzubringen, lehren uns auch die ungenaueren Theorien, und man wäre in einem grossen Irrthum, wenn man meinte, dass durch ganz rationelle Wärmetheorien diejenigen Maschinen, welche man heut zu Tage Dampfmaschinen nennt, erheblich verbessert werden könnten. Die besseren Dampfmaschinen sind tadellos angeordnet und ausgeführt, und wenn durch dieselben doch nur $\frac{1}{20}$ von der im Brennstoff enthaltenen Wirkungsfähigkeit nutzbringend gemacht wird, so hat dies seinen Grund nicht in der Anordnung und Ausführung der Maschinen, sondern in dem bei der Dampferzeugung unvermeidlich entstehenden enormen Wärmeverlust, theils durch die Aenderung des Aggregatzustandes, theils durch die Verluste durch das Kamin. Die Dampfmaschinen verbessern wollen, ist eine Unmöglichkeit, sie zu verdrängen, wird vielleicht durch die calorischen Maschinen gelingen. Einstweilen bis dies gelingen wird, wollen wir uns mit einer annähernden Theorie des Dampfes und der Dampfmaschinen begnügen.

Temperatur, Spannkraft und Dichte der Kesseldämpfe. Es gibt zwei Arten von Wasserdämpfen: Kesseldämpfe und überhitzte Dämpfe. Kesseldämpfe sind solche, wie sie sich im Dampfkessel bilden. Ihre charakteristische Eigenschaft ist, dass sie selbst durch schwache Abkühlungen theilweise condensirt werden. Es ist daher wenigstens annähernd wahr, wenn wir annehmen, dass die Kesseldämpfe gerade nur so viel Wärme besitzen, als zu ihrem Bestehen nothwendig ist.

Ueberhitzte Dämpfe nennen wir solche Dämpfe, die ohne condensirt zu werden, einen ansehnlichen Wärmeverlust ertragen. Sie entstehen, wenn man ein Gefäss mit Kesseldampf füllt und es dann erhitzt.

Wir messen 1) die Temperatur der Dämpfe durch einen Quecksilberthermometer mit 100theiliger Skala, 2) die Spannkraft durch den Druck des Dampfes auf einen Quadratmeter, 3) die Dichte der Dämpfe durch das Gewicht von einem Kubikmeter Dampf.

Temperatur, Spannkraft und Dichte der Kesseldämpfe stehen in einer ganz bestimmten Beziehung zu einander, so dass, wenn eines von diesen drei Elementen gegeben ist, die beiden andern dadurch bestimmt werden.

Diese Beziehungen sind durch Versuche ausgemittelt worden. Die folgende Tabelle ist einer Untersuchung des Professors *Zeuner* entnommen.

Dampfspannung			Temperatur (Celsius)	Volumen von 1 Kilogramm Dampf	Dichtigkeit. Gewicht von 1 Kubikmeter
In Atmosphären	In Millimeter Quecksilbersäule	In Kilogrammen pro Quadratmeter p	t	v Kubikmeter	Δ Kilogramm
0·1	76	1033·4	46·21	14·5044	0·069
0·2	152	2066·8	60·45	7·5256	0·133
0·3	228	3100·2	69·49	5·1288	0·195
0·4	304	4133·6	76·25	3·9079	0.256
0·5	380	5167·0	81·71	3·1654	0·316
0·6	456	6200·4	86·32	2·6648	0·375
0·7	532	7233·8	90·32	2·3040	0·434
0·8	608	8267·2	93·88	2·0314	0·492
0·9	684	9300·6	97·08	1.8178	0·550
1·0	760	10334·0	100·00	1·6460	0·607
1·1	836	11367·4	102·68	1·5046	0·665
1·2	912	12400·8	105·17	1·3861	0·722
1·3	988	13434·2	107·50	1·2855	0·778
1·4	1064	14467·6	109·68	1·1988	0·834
1·5	1140	15501·0	111·74	1·1235	0·890
1·6	1216	16534·4	113·69	1·0573	0·946
1·7	1292	17567·8	115·54	0·9986	1·001
1·8	1368	18601·2	117·30	0·9463	1·057
1·9	1444	19634·6	118·99	0·8994	1·112
2·0	1520	20668·0	120·60	0·8571	1·167
2·1	1596	21701·4	122·15	0·8186	1·222
2·2	1672	22734·8	123·64	0·7836	1·276
2·3	1748	23768·2	125·07	0·7515	1·331
2·4	1824	24801·6	126·46	0·7221	1·385
2·5	1900	25835·0	127·80	0·6949	1·439
2·6	1976	26868·4	129·10	0·6698	1·493
2·7	2052	27901·8	130·35	0·6464	1·547
2·8	2128	28935·2	131·57	0·6247	1·601
2·9	2204	29968·6	132·76	0·6045	1·654

Wasserdämpfe.

Dampfspannung			Temperatur (Celsius)	Volumen von 1 Kilogramm Dampf	Dichtigkeit Gewicht von 1 Kubikmeter
In Atmosphären	In Millimeter Quecksilbersäule	In Kilogrammen pro Quadratmeter p	t	v Kubikmeter	Δ Kilogramm
3·0	2280	31002·0	133·91	0·5856	1·708
3·1	2356	32035·4	135·03	0·5678	1·761
3·2	2432	33068·8	136·12	0·5511	1·814
3·3	2508	34102·2	137·19	0·5355	1·867
3·4	2584	35135·6	138·23	0·5207	1·920
3·5	2660	36169·0	139·24	0·5067	1·973
3·6	2736	37202·4	140·23	0·4935	2·026
3·7	2812	38235·8	141·21	0·4810	2·079
3·8	2888	39269·2	142·15	0·4691	2·132
3·9	2964	40302·6	143·08	0·4578	2·184
4·0	3040	41336·0	144·00	0·4471	2·237
4·1	3116	42369·4	144·89	0·4368	2·289
4·2	3192	43402·8	145·76	0·4271	2·341
4·3	3268	44436·2	146·61	0·4178	2·393
4·4	3344	45469·6	147·46	0·4089	2·446
4·5	3420	46503·0	148·29	0·4003	2·498
4·6	3496	47536·4	149·10	0·3922	2·550
4·7	3572	48569·8	149·90	0·3844	2·602
4·8	3648	49603·2	150·69	0·3769	2·653
4·9	3724	50636·6	151·46	0·3697	2·705
5·0	3800	51670·0	152·22	0·3627	2·757
5·1	3876	52703·4	152·97	0·3561	2·807
5·2	3952	53736·8	153·70	0·3497	2·859
5·3	4028	54770·2	154·43	0·3435	2·911
5·4	4104	55803·6	155·14	0·3375	2·963
5·5	4180	56837·0	155·85	0·3318	3·014
5·6	4256	57870·4	156·54	0·3262	3·066
5·7	4332	58903·8	157·22	0·3209	3·116
5·8	4408	59937·2	157·90	0·3157	3·168
5·9	4484	60970·6	158·56	0·3107	3·219

Dampfspannung			Temperatur (Celsius)	Volumen von 1 Kilogramm Dampf	Dichtigkeit. Gewicht von 1 Kubikmeter
In Atmosphären	In Millimeter Quecksilbersäule	In Kilogrammen pro Quadratmeter p	t	v Kubikmeter	Δ Kilogramm
6·0	4560	62004·0	159·22	0·3058	3·270
6·1	4636	63037·4	159·87	0·3012	3·320
6·2	4712	64070·8	160·50	0·2966	3·371
6·3	4788	65104·2	161·14	0·2922	3·422
6·4	4864	66137·6	161·76	0·2879	3·472
6·5	4940	67171·0	162·37	0·2838	3·523
6·6	5016	68204·4	162·98	0·2798	3·574
6·7	5092	69237·8	163·58	0·2759	3·624
6·8	5168	70271·2	164·18	0·2721	3·674
6·9	5244	71304·6	164·76	0·2684	3·725
7·00	5320	72338·0	165·34	0·2648	3·776
7·25	5510	74921·5	166·77	0·2563	3·902
7·50	5700	77505·0	168·15	0·2483	4·027
7·75	5890	80088·5	169·50	0·2408	4·152
8·00	6080	82672·0	170·81	0·2338	4·277
8·25	6270	85255·5	172·10	0·2271	4·403
8·50	6460	87839·0	173·35	0·2209	4·527
8·75	6650	90422·5	174·57	0·2150	4·651
9·00	6840	93006·0	175·77	0·2094	4·775
9·25	7030	95589·5	176·94	0·2042	4·897
9·50	7220	98173·0	178·08	0·1991	5·023
9·75	7410	100756·5	179·21	0·1944	5·144
10·00	7600	103340·0	180·31	0·1899	5·266
10·25	7790	105923·5	181·38	0·1855	5·391
10·50	7980	108507·0	182·44	0·1814	5·513
10·75	8170	111090·5	183·48	0·1775	5·634
11·00	8360	113674·0	184·50	0·1737	5·757
11·25	8550	116257·5	185·51	0·1701	5·879
11·50	8740	118841·0	186·49	0·1667	5·998
11·75	8930	121424·5	187·46	0·1634	6·120

Dampfspannung			Temperatur (Celsius)	Volumen von 1 Kilogramm Dampf	Dichtigkeit. Gewicht von 1 Kubikmeter
In Atmosphären	In Millimeter Quecksilbersäule	In Kilogrammen pro Quadratmeter p	t	v Kubikmeter	Δ Kilogramm
12·00	9120	124008·0	188·41	0·1602	6·242
12·25	9310	126591·5	189·35	0·1572	6·361
12·50	9500	129175·0	190·27	0·1543	6·481
12·75	9690	131758·5	191·18	0·1514	6·605
13·00	9880	134342·0	192·08	0·1487	6·725
13·25	10070	136925·5	192·96	0·1461	6·845
13·50	10260	139509·0	193·83	0·1436	6·964
13·75	10450	142092·5	194·69	0·1412	7·082
14·00	10640	144676·0	195·53	0·1388	7·205

Diese Tabelle gibt für meine Formel $\Delta = \alpha + \beta$ p, für α und β folgende Werthe:

p = 10334	2 × 10334	3 × 10334	4 × 10334	5 × 10334
β =	0·0000542	0·0000523	0·0000512	0·0000503
α =	0·047	0·095	0·121	0·157

Für die Berechnung der mechanischen Wirkungen des Dampfes sind diese numerischen Resultate der Versuche noch nicht genügend, sondern man muss zu diesem Zwecke vorzugsweise noch folgende Dinge kennen:

1) die zur Bildung des Wasserdampfes erforderliche Wärmemenge;
2) eine möglichst einfache Beziehung zwischen der Dichte und Spannkraft der Dämpfe;
3) das Verhalten der Kesseldämpfe bei Volumänderungen und Abkühlungen;
4) das Verhalten der überhitzten Dämpfe bei Temperatur- und Volumänderungen.

Wärmemenge zur Bildung von 1 Kilogramm Dampf. Die zur Bildung von 1^{Klg} Dampf von t^{o} Temperatur aus Wasser von 0^{o} Temperatur erforderliche Wärmemenge ist:

a) nach *Watt, Parkes, Pambour* für Kesseldämpfe von jeder Spannkraft und Temperatur 650 Wärmeeinheiten;

b) nach *Clement* dagegen $550 + t$ Wärmeeinheiten;

c) nach zahlreichen und genauen Versuchen von *Regnault* $606{\cdot}5 + 0{\cdot}305\ t$ Wärmeeinheiten.

Nach der ersten Regel wäre diese Wärmemenge ganz constant, nach den beiden anderen wächst sie mit der Temperatur des Dampfes oder es ist nach dieser letzteren Regel zur Erzeugung von hochgespanntem Dampf mehr Wärme nöthig, als zur Erzeugung von schwach gespanntem Dampf. Da die Temperatur der Dämpfe bei zunehmender Spannung nur wenig wächst, so sind die Differenzen der Werthe, welche die drei Regeln geben, nicht erheblich. Für praktisch technische Rechnungen kann man sich daher erlauben, die zwar ungenauere aber einfachere *Watt*'sche Regel zu gebrauchen. Für wissenschaftliche Untersuchungen ist jedoch die Regel von *Regnault* entschieden vorzuziehen.

Diese Regeln geben uns über den Vorgang der Dampfbildung nicht den geringsten Aufschluss. Durch unsere atomistische Anschauungsweise werden wir hierüber theilweise belehrt.

Wenn eine Flüssigkeit, z. B. Wasser, in einem Dampfkessel zum Verdampfen gebracht wird, geschieht Folgendes: Indem das Wasser Wärme (lebendige Kraft) aufnimmt, wächst die Repulsivkraft der Dynamiden, und werden dieselben auseinandergetrieben, bis sie eine Entfernung erreichen, wo die Repulsivkraft anfängt grösser zu werden als die Attraktivkraft. Hierauf müssen die Dynamiden noch weiter auseinander getrieben werden, bis die Differenz zwischen der Repulsivkraft und der Attraktivkraft gleich wird der im Kessel herrschenden Spannung. Bis zu diesem Augenblick hin ist durch den Vorgang Arbeit konsumirt worden, es ist aber auch vom Wasser Aether aufgenommen worden, denn die Wärmekapazität des Wassers wächst mit steigender Temperatur. Nun aber wird die Repulsivkraft der Dynamiden überwiegend, sie dehnen sich weiter aus, bis sie zuletzt abermals mit der im Kessel herrschenden Spannung in's Gleichgewicht kommen. Bei diesem Akt und wahrscheinlich im ersten Moment desselben wird aber Aether ausgeschieden, weil die Wärmekapazität des Dampfes kleiner ist als die des Wassers, und dieser plötzlichen Aetherausscheidung ist wahrscheinlich die Aenderung des Aggregatzustandes zuzuschreiben. Während dieses zweiten Ausdehnungsaktes wird innen Arbeit produzirt, denn die Dynamiden stossen sich ab und gehen auseinander. Allein während des totalen Vorgangs von der ersten Erwärmung an bis zur Beendigung der Dampfbildung muss der äussere Dampfdruck überwunden werden, wodurch wiederum Arbeit consumirt wird.

Nennt man:

p die Spannung des Dampfes im Kessel,

t_0 die Temperatur des Wassers, mit welchem der Kessel gespeist wird,

V_0 das ursprüngliche Volumen von 1^{Klg} Wasser bei $t_0°$ Temperatur,

V_1 das Dampfvolumen im Entstehungsmoment, d. h. in dem Moment, wenn die Abstossung der Dynamiden ihrer Anziehung gleich geworden ist,

V das Volumen von 1^{Klg} Dampf bei einer Spannung p,

c die Wärmekapazität des entstandenen Dampfes,

t die Temperatur des Dampfes,

l die lebendige Kraft, welche dem Schwingungszustand der entweichenden Aethermenge $(1-c)$ entspricht,

$\left|\overline{V_0 V_1}\right|$ die Arbeit, welche erforderlich ist, um das Wasser bis zum Entstehungspunkt auszudehnen,

$\left|\overline{V_1 V}\right|$ die Arbeit, welche der Dampf entwickelt, während er sich vom Entstehungspunkt an so weit ausdehnt, bis seine Spannkraft gleich p wird,

$p\,(V - V_0)$ die Arbeit, welche der Ueberwindung des äusseren Dampfdruckes entspricht,

$k = 424$ das Aequivalent einer Wärmeeinheit,

W die Wärmemenge, welche zur Bildung von 1^{Klg} Dampf von der Spannung p und Temperatur t erforderlich ist,

so hat man:

$$k\,W = (c\,t - t_0)\,k + l + \left|\overline{V_0 V_1}\right| + p\,(V - V_0) - \left|\overline{V_1 V}\right| \quad . \; . \quad (1)$$

Allein es ist $\left|\overline{V_0 V_1}\right|$ für eine bestimmte Flüssigkeit eine absolute Constante. Setzen wir $\left|\overline{V_0 V_1}\right| = A$, so wird:

$$k\,W = (c\,t - t_0)\,k + l + A + p\,(V - V_0) - \left|\overline{V_1 V}\right| \quad . \; . \quad (2)$$

Nach der von Regnault aufgefundenen Regel ist aber

$$W = 605{\cdot}5 + 0{\cdot}305\,t - t_0 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

Diese zwei Ausdrücke stimmen überein, wenn man nimmt:

$$A = 605{\cdot}5, \quad c = 0{\cdot}305$$

$$\left|\overline{V_1 V}\right| = l + p\,(V - V_0) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

d. h. unsere Formel stimmt mit der von Regnault gefundenen überein, wenn die Arbeit $\boxed{v_1\ v}$, welche der Dampf entwickelt, indem er sich von seinem Entstehungspunkt an bis zur Spannung p ausdehnt, konsumirt wird, a) durch die Ueberwältigung des äusseren Dampfdruckes, b) durch die lebendige Kraft des entweichenden Aethers.

Dichte der Dämpfe. Das *Mariottisch-Gay-Lussac*'sche Gesetz gilt annähernd (Dynamiden, Seite 66, Nr. 14) sowohl für Gase wie für Dämpfe.

Setzt man:
p die Spannkraft des Dampfes (Druck auf 1^{qm})
Δ die Dichte des Dampfes (Gewicht von 1^{Kbm}),
t die Temperatur, a den Ausdehnungscoeffizienten, λ eine Constante, so hat man nach jenem Gesetz:

$$\Delta = \frac{\lambda p}{1 + a t} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

Für Dampf von 100° Temperatur ist $p = 10335$, $\Delta = 0{\cdot}5913$, ferner $\alpha = 0{\cdot}00367$. Vermittelst dieser Werthe folgt:

$$\lambda = \frac{\Delta (1 + a t)}{p} = \frac{0{\cdot}5913 \times 1{\cdot}367}{10335} = \frac{1}{12786}$$

Es ist demnach für Kesseldampf:

$$\Delta = \frac{1}{12786} \frac{p}{1 + a t} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

$$p = 12786\, \Delta (1 + a t) \quad \ldots \ldots \ldots \quad (3)$$

Diese Ausdrücke sind aber für die Entwicklung der Theorie der Dampfmaschinen nicht geeignet, weil sie p nicht als Funktion von Δ, sondern als Funktion von Δ und t darstellen. Durch eine graphische Darstellung der Tabellenwerthe von Δ und p habe ich gefunden, dass wenn man p als Abscissen und die korrespondirenden Werthe von Δ als Ordinaten aufträgt, eine Kurve erscheint, die sich in einer kleinen Entfernung vom Anfangspunkt der Coordinaten an beinahe einer geraden Linie nähert. Es ist daher für Werthe von p, die über 2 Atmosphären hinausliegen, sehr nahe:

$$\Delta = \alpha + \beta p \quad \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

und die angemessenen Werthe von α und β sind für Spannungen von 2 bis 5 Atmosphären:

$$\alpha = 0{\cdot}1389, \quad \beta = 0{\cdot}0000473 \quad \ldots \ldots, \quad (5)$$

Es ist wenigstens für höhere Spannungen α gegen β p eine kleine Grösse, daher stimmt die durch (4) ausgedrückte Regel annähernd mit dem Mariott'schen Gesetze überein. Wir werden uns in der Theorie der Dampfmaschinen dieser empirischen Regel stets bedienen.

Spannkraft des Dampfes. Das wahre Gesetz, nach welchem die Spannkraft der Kesseldämpfe von ihrer Temperatur abhängt, ist nicht bekannt, wohl hat man aber sehr viele Annäherungsregeln aufgestellt, welche diese Abhängigkeit von p und t ausdrücken. Eine solche Regel erhalten wir auch durch Kombination der Gleichungen (1) und (4) durch Elimination von Δ. Man findet:

$$p = \frac{\alpha (1 + a t)}{\lambda - \beta - a \beta t} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (6)$$

$$t = \frac{1}{a} \left(\frac{\lambda p}{\alpha + \beta p} - 1 \right) \quad \ldots \ldots \ldots \quad (7)$$

Diese Ausdrücke werden, wenn man für die Constanten ihre Werthe setzt:

$$a = 0{\cdot}00367, \quad \lambda = \frac{1}{12786}, \quad \alpha = 0{\cdot}1389, \quad \beta = 0{\cdot}0000473$$

$$p = 4494 \, \frac{1 + 0{\cdot}00367 \, t}{1 - 0{\cdot}00561 \, t} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (8)$$

$$p = 2921 \, \frac{273 + t}{177 - t} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (9)$$

Da die Werthe von α und β nur von 2 bis 5 Atmosphären zulässig sind, so gelten diese Formeln (8) und (9) auch nur innerhalb dieser Grenzen, d. h. von $t = 120^0$ bis $t = 150^0$. Der wissenschaftliche Werth dieser Formeln ist daher nicht hoch anzuschlagen, allein für die Theorie der Dampfmaschinen sind sie genügend. Den Zusammenhang zwischen p und t erkennt man am besten aus (7). So lange p klein ist, ist α gegen β p gross, wächst folglich t beinahe proportional mit p, allein wenn p gross ist, kann α gegen β p beinahe vernachlässigt werden, ändert sich demnach t nur sehr langsam.

Expansion und Verdichtung der Kesseldämpfe. Wenn man zuerst ein luftleer gemachtes Gefäss, dessen Rauminhalt vergrössert oder verkleinert werden kann, dessen Wände aber so eingehüllt sind, dass durch dieselben Wärme weder eindringt noch entweicht, mit Kesseldampf füllt und dann eine Volumänderung veranlasst, so wird durch diesen Vorgang die Dichte, Spannkraft und Temperatur des Dampfes geändert. Das wahre Gesetz, nach welchem diese Veränderungen geschehen, ist noch nicht aufgefunden worden. Benimmt man sich so, wie wenn die Watt'sche Regel ein Gesetz wäre, dass also zur Bildung von 1^{Klg} Kesseldampf eine constante Wärmemenge von 650 Wärmeeinheiten nothwendig wäre, so sind Kesseldämpfe solche Dämpfe, die gerade nur so viel Wärme enthalten, als zu ihrem Bestehen nothwendig ist, wird man also annehmen dürfen, dass Kesseldämpfe ihre Natur nicht ändern, wenn sie Volumänderungen erfahren, ohne Wärme aufzunehmen oder abzugeben, und wird man folglich die früher für Kesseldämpfe aufgestellten Gleichungen auch für durch Volumänderungen entstehende Dämpfe gelten lassen dürfen. Nennt man demnach $\mathfrak{V}\ \Delta\ p\ t$ für den ursprünglichen Zustand, $\mathfrak{V}_1\ \Delta_1\ p_1\ t_1$ für den durch Volumänderung entstandenen Dampf, das Volumen, die Dichte, die Spannkraft und die Temperatur, so hat man, da das Gefäss in beiden Zuständen gleich viel Dampf enthält,

$$\mathfrak{V}\,(\alpha + \beta\, p) = \mathfrak{V}_1\,(\alpha + \beta\, p_1) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

Es ist demnach:

$$p_1 = \frac{\mathfrak{V}}{\mathfrak{V}_1}\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) - \frac{\alpha}{\beta} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (11)$$

Die Cylinder der expandirenden Dampfmaschinen werden stets sorgfältig gegen Wärmeverluste durch Einhüllungen mit schlechten Wärmeleitern oder durch Dampfheizungen geschützt, wir dürfen uns daher erlauben, die durch (11) ausgedrückte Regel bei Expansionsmaschinen in Anwendung zu bringen. Strenge genommen treten immer schwache Condensationen ein, wenn Expansionen ohne Wärmeaufnahmen geschehen, allein durch die Berechnung dieser sich condensirenden Dampfmenge wird die Maschine nicht verbessert, und wenn man sie durch Zuführung von Wärme verhindern will, so kostet dies eben abermals Wärme, wird also doch nichts gewonnen.

Condensation des Kesseldampfes. Benehmen wir uns abermals so, wie wenn die Watt'sche Regel ein Gesetz wäre, so müssen wir sagen, dass jeder wenn auch noch so kleine Wärmeverlust eine theilweise Condensation des Kesseldampfes zur Folge haben muss. Es sei ein Gefäss, dessen Volumen $\mathfrak{V}$ ist, mit Kesseldampf von einer Spannkraft p erfüllt. Indem dem Dampf eine Wärmemenge w entzogen wird, wird ein Theil des Dampfes condensirt, und das Gefäss enthält dann nebst dem durch die Condensation entstandenen Wasser, Dampf von einer Spannkraft p_1 und Temperatur t_1. Vernachlässigen wir das Volumen des durch Condensation entstandenen Wassers, so ist das Dampftvolumen nach erfolgter Condensation gleich $\mathfrak{B}$. Die ursprüngliche im Gefäss enthaltene Dampfmenge ist $\mathfrak{B}\,(\alpha + \beta\, p)$ Kilogramm, die nach erfolgter Condensation vorhandene Dampfmenge dagegen $\mathfrak{B}\,(\alpha + \beta\, p_1)$ Kilogramm, die condensirte Dampfmenge $\mathfrak{B}\,(\alpha + \beta\, p) - \mathfrak{B}\,(\alpha + \beta\, p_1) = \mathfrak{B}\,\beta\,(p - p_1)$.

Aber indem diese Dampfmenge zu Wasser wird, muss dieselbe gerade so viel Wärme verlieren, als nothwendig ist, um eine Wassermenge von $\mathfrak{B}\,\beta\,(p - p_1)$ Kilogramm von $t_1{}^0$ Temperatur in Dampf zu verwandeln. Diese Wärmemenge ist aber nach der Watt'schen Regel $\mathfrak{B}\,\beta\,(p - p_1)\,(650 - t_1)$, daher hat man:

$$W = \mathfrak{B}\,\beta\,(p - p_1)\,(650 - t_1)$$

Geschieht die Condensation durch Einspritzen von q Kilogramm Wasser von $t_0{}^0$ Temperatur, so erfährt dieses eine Temperaturerhöhung $t_1 - t_0$, nimmt es folglich eine Wärmemenge $q\,(t_1 - t_0)$ auf und diese muss nun gleich sein derjenigen, welche der Dampf verloren hat, daher hat man:

$$q\,(t_1 - t_0) = \mathfrak{B}\,\beta\,(p - p_1)\,(650 - t_1)$$

Allein es ist $\mathfrak{B}\,\beta\,(p - p_1) = S$ Kilogramm die Dampfmenge, welche condensirt wurde, daher:

$$q\,(t_1 - t_0) = S\,(650 - t_1)$$

oder

$$q = S\,\frac{650 - t_1}{t_1 - t_0} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (12)$$

Soll durch Wasser von $t_0 = +\,10^0$ Temperatur Dampf so weit condensirt werden, dass im Condensator eine Temperatur $t_1 = 50^0$ eintritt, so wird:

$$q = S\,\frac{650 - 50}{50 - 10} = 15\,S$$

d. h. es ist in diesem Falle zur Condensation von 1^{Klg} Dampf 15^{Klg} Wasser erforderlich.

Dampfausströmung aus einem Gefäß. Ein Gefäss A, welches Dampf von einer Spannkraft P enthält, kommunizire durch eine Röhre B mit einem Raum C, in welchem Dampf oder Luft von einer Spannkraft p enthalten ist. Es sei $P > p$, was zur Folge haben wird, dass eine Strömung des Dampfes aus A durch B nach C stattfinden wird, und dass der Dampf durch die Mündung von B mit einer Spannung p in den Raum C mit einer gewissen Geschwindigkeit U einströmen wird, die auf folgende Weise berechnet werden kann:

In einem gewissen Querschnitt Ω der Röhre wird im Beharrungszustand der Bewegung eine gewisse Spannung y vorhanden sein. In einem um dx von dem ersteren abstehenden Querschnitt wird die Spannung $y - dy$ sein. Die zwischen diesen Querschnitten enthaltene Dampfmenge hat ein Gewicht $(\alpha + \beta y) \Omega dx$ und wird mit einer Kraft $y \Omega$ nach auswärts, mit einer Kraft $(y - dy) \Omega$ nach einwärts getrieben, wird demnach durch eine Kraft $(y - dy) \Omega - y \Omega = - \Omega dy$ beschleuniget. Die Gleichung der Bewegung dieser Dampfmenge ist demnach:

$$\frac{dv}{dt} = g \frac{- \Omega dy}{(\alpha + \beta y) \Omega dx} = g \frac{- dy}{(\alpha + \beta y) dx} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

Das Differenzial dx kann beliebig gross genommen werden, es ist uns also erlaubt, es so gross zu machen als der Weg ist, den die zur Zeit t im Querschnitt Ω befindlichen Dampftheilchen im Zeitelement dt zurücklegen; man darf demnach $dx = v\,dt$ setzen und hiedurch verwandelt sich die Gleichung (13) in folgende:

$$v\,dv = g \frac{- dy}{\alpha + \beta y}$$

Durch Integration findet man hieraus:

$$\frac{v^2}{2g} = - \frac{1}{\beta} \text{ lognat } (\alpha + \beta y) + \text{const}$$

Am Anfang der Röhre ist $y = P$ und wenn wir annehmen, dass das Gefäss A sehr weit ist $v = 0$, wir erhalten daher:

$$0 = - \frac{1}{\beta} \text{ lognat } (\alpha + \beta P) + \text{const}$$

Am Ende der Röhre ist $y = p$ und $v = U$, demnach:

$$\frac{U^2}{2g} = - \frac{1}{\beta} \text{ lognat } (\alpha + \beta p) + \text{const}$$

Die Differenz dieser zwei Gleichungen liefert eine neue Gleichung, aus welcher folgt:

$$U = \sqrt{\frac{2g}{\beta} \text{ lognat } \frac{\alpha + \beta P}{\alpha + \beta p}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Hiedurch ist die Ausströmungsgeschwindigkeit berechnet. Da diese Gleichung den Querschnitt der Röhre und ihre Länge nicht enthält, so darf dieselbe auch dann gebraucht werden, wenn die

Röhre äusserst kurz, oder wenn die Ausströmungsöffnung unmittelbar in der Gefässwand angebracht ist.

Die nachfolgende Tabelle gibt für verschiedene Werthe des Quotienten $\frac{\alpha+\beta P}{\alpha+\beta p}$ die entsprechenden Werthe von U.

$\frac{\alpha+\beta P}{\alpha+\beta p}$	U Meter	$\frac{\alpha+\beta P}{\alpha+\beta p}$	U Meter
1·1	187	2	507
1·2	260	3	616
1·3	312	4	717
1·4	353	5	772
1·5	387	6	815
1·6	417	7	847
1·7	443	8	878
1·8	467	9	903
1·9	488	10	924

Das Verhalten von überhitztem Dampf. Füllt man ein Gefäss mit Kesseldampf und erhitzt denselben hierauf, indem man Wärme durch die Wände eindringen lässt, so entsteht sogenannter überhitzter Dampf. Dieser verhält sich (so lange ihm nicht mehr Wärme entzogen wird, als er während der Ueberhitzung aufgenommen hat) wie jedes Gas. Es gelten also für diese überhitzten Dämpfe alle Lehren, die Seite 262 für Gase aufgestellt wurden.

Beschreibung der Dampfmaschinen.

Einleitung. Das Studium der Dampfmaschinen wird gewöhnlich mit einer geschichtlichen Darstellung der Erfindung dieser Maschine eingeleitet. Für ein Lehrbuch ist jedoch dieser Weg nicht angemessen, er ist zu breit und zu lang, erfordert zu viele Worte und ist zu ungeregelt, um zu einer wahren Einsicht in das Wesen der Sache zu führen. Wir wollen hier gleichsam von einer idealen Erfindungsgeschichte ausgehen, die möglicher Weise hätte eintreten können und durch die wir ganz naturgemäss zu den verschiedenen wesentlicheren Arten von Dampfmaschinen geführt