

Badische Landesbibliothek Karlsruhe

Digitale Sammlung der Badischen Landesbibliothek Karlsruhe

Das Dynamiden-System

Redtenbacher, Ferdinand

Mannheim, 1857

Erster Abschnitt. Ueber die Wärme

[urn:nbn:de:bsz:31-266496](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:bsz:31-266496)

ERSTER ABSCHNITT.

Ueber die Wärme.

GRUNDBEGRIFFE ÜBER DIE WÄRME.

Temperatur. Im vollkommenen Gleichgewichtszustand mit sich selbst und mit den Attraktivkräften der Körperatome erscheint der Aether nur als repulsives Prinzip, das die Körperatome in gewissen Entfernungen und Gruppierungen erhält. In diesem Ruhezustand des Aethers sind die Körper absolut kalt, und können wir die Existenz des Aethers in den Nerven nicht empfinden. Befindet sich dagegen der Aether in den Körpern und in den Nerven in einem Bewegungszustand, in welchem die Aetheratome der Hüllen gegen die Kerne der Dynamiden nach normalen Richtungen schwingen, so sind die Körper erwärmt und haben wir das Gefühl von Wärme, und es entsteht nun weiter die Frage, wodurch die Intensität eines Wärmezustandes gemessen werden muss.

So wie man einmal den Gedanken gefasst hat, dass diese Intensität, die man Temperatur nennt, von dem Schwingungszustand des Aethers abhängt, so wird man sogleich sagen müssen, dass die Temperatur durch eine gewisse Funktion der Schwingungsgeschwindigkeit des Aethers, und vielleicht auch noch durch die Dichte des Aethers in dem Körper ausgedrückt werden müsse.

Ich habe sehr verschiedene Annahmen versucht; mit Ausnahme einer einzigen haben alle anderen zu Folgerungen geführt, die mit den Thatsachen der Wirklichkeit in Widerspruch stehen. Diese eine mit den Thatsachen der Wirklichkeit harmonirende Annahme ist: dass die Temperatur der mittleren lebendigen Kraft des einzelnen Aetheratoms proportional und von der Dichte des Aethers in den Körpern unabhängig ist.

Nennen wir also μ die Masse eines Aetheratoms, u^2 den wahren mittleren Werth des Quadrats der Schwingungsgeschwindigkeit eines Aetheratoms, T die Temperatur, welche diesem Schwingungszustand entspricht, k eine constante Zahl, so können wir setzen:

$$kT = \mu u^2 \quad \dots \dots \dots (1)$$

Diesen mittleren Werth u^2 würde man finden, wenn man die totale im Aether einer Hülle vorhandene lebendige Kraft durch die Masse aller Atome einer Aetherhülle dividirt.

Um die dem Schwingungszustand entsprechende Temperatur nach Graden einer gewöhnlichen Thermometerscale auszudrücken, muss der Ausdruck (1) modifizirt werden. Nennen wir t die dem Schwingungszustand u entsprechenden Grade des hunderttheiligen Thermometers, u_0 die Schwingungsgeschwindigkeit, welche dem Nullpunkt des hunderttheiligen Thermometers entspricht, so haben wir zu setzen :

$$k t = \mu (u^2 - u_0^2) \quad (2)$$

Spezifische Wärme. Spezifische Wärme eines Stoffes wird in der Physik diejenige Wärmemenge oder Wärmethätigkeit genannt, welche erforderlich ist, um die Temperatur der Gewichtseinheit eines Stoffes um einen Grad zu erhöhen. Dabei unterscheidet man spezifische Wärme bei constantem äusseren Druck, und spezifische Wärme bei constantem Volumen. Nur die Wärmecapazitäten bei constantem Druck sind für die verschiedenen Stoffe durch Versuche ermittelt worden. Die Wärmecapazitäten bei constantem Druck kennt man nur für einige wenige Stoffe. Ich will diese Wärmecapazitäten die empirischen nennen, lege aber den folgenden Untersuchungen eine rationelle zu Grunde, indem ich feststelle: die wahre rationelle spezifische Wärme oder Wärmecapazität eines Stoffes ist die Anzahl der Aetheratome, welche in der Gewichtseinheit des Stoffes enthalten ist. Ob diese Annahme zulässig ist, werden die Erfolge zeigen. Wie diese rationelle Capazität mit den empirischen zusammenhängt, wird sich in Kürze ergeben. Die rationelle bezeichne ich mit c , die empirische bei constantem Druck mit σ , die empirische bei constantem Volumen mit σ_v .

Das Atomvolumen. Denkt man sich einen Stoff, in welchem die Atome gleichförmig vertheilt sind, in polyedrische Räume so getheilt, dass in den Mittelpunkt eines jeden Polyeders ein Körperatom oder Molekül zu stehen kommt, so kann man den Raum eines solchen Polyeders den Atomraum, und das Volumen eines solchen Polyeders Atomvolumen nennen, Benennungen, die bereits allgemein angenommen sind.

Nennen wir :

- v das Atomvolumen eines Stoffes in dem so eben erklärten Sinn;
 - s das spezifische Gewicht des Stoffes, d. h. das absolute Gewicht der Volumseinheit eines Stoffes;
 - q das wahre absolute Gewicht des Kernes (Körperatoms oder Moleküls) einer Dynamide;
 - v das Volumen des ganzen Körpers;
 - Q das totale Gewicht des Körpers;
 - e die mittlere Entfernung zweier Kerne;
- so ist :

$$s = \frac{Q}{V}$$

$$\frac{Q}{q} = \frac{V}{v}$$

$$v = e^3$$

Hieraus folgt auch :

$$\left. \begin{aligned} s &= \frac{q}{v} \\ v &= e^3 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

oder :

$$\left. \begin{aligned} v &= \frac{q}{s} \\ e &= \left(\frac{q}{s}\right)^{\frac{1}{3}} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

Dichte des Aethers. Dichte des Aethers nenne ich die Anzahl der Aetheratome, welche in der Volumseinheit eines Stoffes enthalten ist, und bezeichne dieselbe mit Δ .

Nun ist e die Anzahl der Aetheratome, welche in der Gewichtseinheit eines Körpers enthalten ist (die rationelle Wärmecapazität), s das Gewicht der Volumseinheit eines Körpers; man hat daher :

$$\Delta = es \dots \dots \dots (5)$$

d. h. man findet die Dichte des Aethers durch das Produkt aus der (wahren) Wärmecapazität eines Stoffes in das spezifische Gewicht desselben.

Regnault hat zuerst gefunden, dass das Produkt e, s aus Wärmecapazität bei constantem Druck und spezifischem Gewicht für alle Gase sehr nahe den gleichen Werth hat (Tabelle A). Wir werden aber später zeigen, dass für Gase das Verhältniss $\frac{e}{G_1}$ aus der theoretischen und empirischen Wärmecapazität für Gase wahrscheinlich constant ist, dürfen daher vermöge (5) den von *Regnault* gefundenen Satz dahin deuten, dass in allen Gasen die Dichte des Aethers constant ist. Dieses Ergebniss unserer Theorie in Verbindung mit der Thatsache, dass in den meisten Fällen das Volumen der Verbindung zweier oder mehrerer Gase kleiner ist als die Summe der Volumina der Bestandtheile, führt zu der interessanten Folgerung, dass die chemischen Verbindungen der Gase in den meisten Fällen mit Aetherausscheidungen erfolgen. In der That, wenn sich z. B. 1 Kubikzoll eines Gases A mit 1 Kubikzoll eines anderen Gases B verbindet, und daraus 1 Kubikzoll eines zusammengesetzten Gases bildet, so enthält dieser gerade nur so viel Aether in sich, als überhaupt in jedem Kubikzoll Gas enthalten ist; es muss daher bei diesem Vorgang 1 Kubikzoll Aether ausgeschieden worden sein. Allein bei jedem chemischen Prozesse werden, wie ich in der Folge zeigen werde, Wirkungsgrössen oder Arbeitsgrössen entwickelt, und diese gehen grösstentheils in den Aether über. Der Aether wird also bei

einer chemischen Verbindung von Gasen nicht in einem ruhigen, sondern in einem bewegten Zustand ausgeschieden, und daher rühren nach meiner Ansicht die Wärme-, Licht- und Elektrizitäts-Erscheinungen, von welchen die chemischen Prozesse begleitet sind. Auch folgt aus unserer Theorie, dass auch Aenderungen der Aggregatzustände mit Aetherausscheidungen verbunden sind. Die spezifische Wärme des Wassers wird gleich 1 gesetzt. Die spezifische Wärme des Wasserdampfs ist nach *Regnault* 0.4750, in 1 Kilogramm Wasserdampf ist also $1 - 0.4750 = 0.525$ weniger Aether enthalten, als in 1 Kilogramm Wasser, oder von dem in 1 Kilogramm Wasser enthaltenen Aether wird durch die Verdampfung 0.525 ausgeschieden, und da diese Verdampfung mit Entwicklung von mächtigen Arbeitsgrössen verbunden ist, so entweicht dabei der Aether in bewegtem Zustand, und darin möchte wohl der Grund liegen, weshalb Verdunstungen in der Atmosphäre und Dampfausströmungen aus Dampfkesseln mit elektrischen Erscheinungen erfolgen.

Aethermenge einer Dynamide. Unter dieser Benennung wollen wir die Anzahl der Aetheratome einer Aetherhülle verstehen, und bezeichnen dieselbe mit i . Nun ist $\frac{1}{q}$ die Anzahl der Körperatome, welche in der Gewichtseinheit eines Stoffes enthalten ist, demnach $\frac{i}{q}$ die Anzahl der Aetheratome, welche die Gewichtseinheit eines Stoffes enthält; daher hat man :

$$\frac{i}{q} = c$$

oder:

$$i = qc \dots \dots \dots (6)$$

Das Produkt aus dem Atomgewicht q eines Körpers in die wahre Wärmecapazität drückt die Anzahl der Aetheratome einer Dynamide aus. Das Produkt qc ist, wie beifolgende Tabelle B zeigt, für die einfachen Stoffe wahrscheinlich constant. Wenn sich dies durch weitere genauere Bestimmungen bestätigen sollte, so müssten wir nach unserer Theorie den Satz aussprechen : die Dynamiden aller einfachen Stoffe enthalten gleich viel Aether, und daraus würde man ferner folgern dürfen, dass alle chemisch einfachen Stoffe gegen den Aether gleiche Anziehungskraft ausüben. Indessen alle Folgerungen aus derlei Zahlen scheinen mir heut zu Tage noch sehr gewagt zu sein, denn diese Zahlen sind noch nicht verlässlich; insbesondere den Wärmecapazitäten möchte ich nicht trauen. Ich füge noch eine Tabelle C hinzu über die zusammengesetzten starren und tropfbar flüssigen Verbindungen. Bekanntlich hat *Schröter* gefunden, dass in den meisten Fällen die Aethermenge qc der Verbindungen so gross ist als die Summe der Aethermenge qc der Bestandtheile. Ich bin überzeugt, dass diese Zahlen, wenn sie einmal ganz festgestellt sein werden, wie die Fundamentalsterne der Astronomen, zu sehr wichtigen Folgerungen führen, und die wahre Basis der Physik und Chemie bilden werden, allein für den Zweck, welchen ich hier im Auge habe, sind sie nicht von erheblicher Wichtigkeit. Ich setze daher meinen Weg weiter fort.

TABELLE A.

Einfache und zusammengesetzte Gase.

Benennung.	Bezeichnung.	Atom-	Spezif.	Wärme-	Atom-	Aether	Dichte
		gewicht.	Gewicht.	capazität.	volumen.	einer	des
		q	s	\mathcal{G}_1	$v = \frac{q}{s}$	Dynamide.	Aethers.
						$i = q \mathcal{G}_1$	$\mathcal{A} = s \mathcal{G}_1$
Sauerstoffgas	O	8	1.432	0.2182	5.583	1.7456	0.3125
Wasserstoffgas . . .	H	1	0.089	3.4046	11.188	3.4046	0.3030
Chlorgas.	Cl	35.4	3.170	0.1141	11.166	4.0391	0.3616
Stickgas.	N	14	1.268	0.2440	11.041	3.4160	0.3094
Wasserdampf. . . .	HO	9	0.805	0.4750	11.180	4.2750	0.3824
Kohlenoxydgas . . .	CO	14	1.264	0.2479	11.076	3.4710	0.3133
Kohlensaures Gas .	CO ₂	22	1.980	0.2164	11.111	4.7608	0.4284
Schwefligsaures Gas.	SO ₂	32	2.873	0.1262	11.138	6.2784	0.5637
Schwefelhydrogen .	HS	17	1.538	0.2376	11.111	4.0392	0.3653
Salzsaures Gas . . .	ClH	36.4	1.629	0.2219	22.345	8.0772	0.3613
Stickoxydulgas . . .	NO	22	1.984	0.2240	11.089	4.9280	0.4444
Stickoxydgas	NO ₂	30	1.350	0.2692	22.222	8.0760	0.3634
Ammoniakgas. . . .	NH ₃	17	0.768	0.4751	21.875	8.0770	0.3649
Cyangan.	C ₂ N	26	2.362	0.1553	11.008	4.0378	0.3668

TABELLE B.

Einfache Stoffe.

Benennung.	Bezeichnung.	Atom-	Spezif.	Wärme-	Atom-	Aether	Dichte
		gewicht.	Gewicht.	capazität.	volumen.	einer	des
		q	s	G ₁	$v = \frac{q}{s}$	q G ₁	s G ₁
Alumium	Al	13.7	—	—	—	—	—
Antimon.	Sb	120	6.7010	0.0508	17.908	6.096	0.3404
Arsen	As	75.2	5.959	0.0814	12.619	6.1213	0.4851
Barium	Ba	68.6	—	—	—	—	—
Blei	Pb	103.8	11.3889	0.0314	9.1141	3.2593	0.3576
Bor	B	10.8	—	—	—	—	—
Brom	Br	78.4	2.9800	0.1350	26.308	10.5840	0.4023
Cadmium	Cd	55.8	8.6355	0.0567	6.4617	3.1639	0.4896
Calcium	Ca	20	—	—	—	—	—
Cer.	Ce	46	—	—	—	—	—
Chlor.	Cl	35.4	1.3333	—	26.550	—	—
Chrom.	Cr	28.1	5.9000	—	—	—	—
Didym.	D	—	—	—	—	—	—
Eisen	Fe	28	7.8439	0.1138	3.5690	3.1864	0.8926
Erbium	E	—	—	—	—	—	—
Fluor.	F	18.7	—	—	—	—	—
Glycium.	G	4.7	—	—	—	—	—
Gold	Au	199	19.2000	0.0324	10.364	6.4476	0.6221
Iridium	Ir	98.7	18.6300	0.0368	5.2979	3.6322	0.6855
Jod	J	126	4.9480	0.0541	25.464	6.8166	0.2677
Kalium	K	39.2	0.8650	—	—	—	—
Kiesel	Si	15	—	—	—	—	—
Kobalt.	Co	29.6	8.5384	0.1070	3.4667	3.1672	0.9136
Kohlenstoff	C	6	3.5000	—	1.7143	—	—
Kupfer.	Cu	31.8	8.7210	0.0951	3.6463	3.0242	0.8294
Lanthan	La	36.1	—	—	—	—	—
Lithium	L	6.4	—	—	—	—	—
Magnium	Mg	12.7	—	—	—	—	—
Mangan	Mn	27.6	8.0000	0.1441	3.4500	3.9772	1.1528
Molybdän.	Mo	48	8.6000	0.0722	5.5814	3.4656	0.6209
Natrium.	Na	23.2	0.9722	—	23.86	—	—
Nickel	Ni	29.6	8.637	0.1086	3.427	3.2146	0.9379

Benennung.	Bezeichnung.	Atom-	Spezif.	Wärme-	Atom-	Aether	Dichte
		gewicht.	Gewicht.	capazität.	volumen.	einer	des
		q	s	\mathcal{G}_1	$v = \frac{q}{s}$	q \mathcal{G}_1	s \mathcal{G}_1
Osmium	Os	99.6	10.000	—	9.960	—	—
Palladium	Pd	53.4	11.5000	0.0593	4.643	3.1666	0.6819
Phosphor	P	31.4	1.7500	0.1887	17.942	5.9250	0.2602
Platin	Pt	98.7	21.5000	0.0324	4.5906	3.1979	0.6966
Quecksilber	Hg	100	13.559	0.0333	7.3751	3.3766	0.4515
Rhodium	R	52.1	11.2000	—	4.6518	—	—
Scheel	Sl	95	17.4000	0.0364	5.4598	3.4580	0.6334
Schwefel	S	16	2.0000	0.2026	8.0000	3.2416	0.4092
Selen	Se	40	4.3100	0.0837	9.2807	3.3480	0.3607
Silber	Ag	108	10.4280	0.0570	10.3567	6.1617	0.5944
Stickstoff	N	14	—	0.2754	—	3.8556	—
Strontium	Sr	44	—	—	—	—	—
Tantal	T	185	—	—	—	—	—
Tellur	Te	64	6.2580	0.0515	10.226	3.2960	0.3223
Terbium	Tr	—	—	—	—	—	—
Thorium	Th	59.6	—	—	—	—	—
Titan	Ti	24	5.2800	—	4.5454	—	—
Uran	U	60	9.0000	—	6.6666	—	—
Vanadin	V	68.6	—	—	—	—	—
Wasserstoff	H	1	—	3.4046	—	3.4046	—
Sauerstoff	O	8	—	0.2182	—	1.7456	—
Wismuth	Bi	208	9.8220	0.0308	21.177	6.4064	0.3025
Yttrium	Y	32.2	—	—	—	—	—
Zink	Zn	32.2	6.9154	0.0955	4.6562	3.0751	0.6604
Zinn	Sn	59	7.29	0.0562	8.0932	3.3158	0.4096
Zirconium	Zr	22.4	—	—	—	—	—

TABELLE C.

Zusammengesetzte starre und tropfbar-flüssige Verbindungen.

Verbindung.	Formel.	Atom-	Spezif.	Spezif.	Atom-	Aether	Dichte
		gewicht.	Gewicht.	Wärme.	volumen.	einer	des
		q	s	G ₁	v	G ₁ q	G ₁ s
Kupferoxydul	Cu ₂ O	71·6	5·300	0·1173	13·51	7·683	0·6220
Bittererde	Mg O	20·7	3·200	0·2439	6·468	5·049	0·7804
Bleioxyd	Pb O	111·8	9·209	0·0509	12·140	5·691	0·4687
Magneteisen	Fe ₃ O ₄	113·6	5·094	0·1641	22·300	19·062	0·3112
Alaunerde	Al ₂ O ₃	51·4	3·909	0·2173	13·148	11·169	0·8494
Chromoxyd	Cr ₂ O ₃	80·2	5·210	0·1796	15·393	14·404	0·9356
Eisenglanz	Fe ₂ O ₃	78·4	5·251	0·1669	14·930	13·085	0·8764
Kieselerde	Si O ₂	30·8	2·652	0·1913	11·613	5·892	0·5073
Titanoxyd	Ti O ₂	40·5	3·826	0·1703	10·585	6·897	0·6515
Zinnstein	Sn O ₂	75	6·960	0·0933	10·776	6·997	0·6493
Manganhyperoxyd .	Mn O ₂	43·6	4·940	0·1910	8·826	8·328	0·8435
Boraxsäure	B O ₃	34·8	1·830	0·2374	19·016	8·261	0·4344
Scheelsäure	W O ₃	119	5·274	0·0798	22·563	9·496	0·4209
Molybdänsäure . . .	Mo O ₃	72	3·460	0·1324	20·809	9·533	0·4580
Arsenige Säure . . .	As O ₃	99·2	3·698	0·1279	26·824	12·687	0·4728
Antimonoxyd	Sb O ₃	153	5·560	0·0901	27·518	13·785	0·5010
Antimonige Säure .	Sb O ₄	161	6·525	0·0953	24·674	15·343	0·6219
Flussspath	Ca F	39·2	3·150	0·2082	12·444	8·164	0·6558
Halb-Chlor-Kupfer .	Cu ₂ Cl	99	3·678	0·1383	26·916	13·692	0·5086
Halb-Chlor-Queck-							
silber	Hg ₂ Cl	238·2	6·992	0·0520	34·067	12·386	0·3636
Chlor-Calium	K Cl	74·6	1·915	0·1729	38·955	12·898	0·3310
Chlor Natrium . . .	Na Cl	58·6	2·078	0·2140	28·200	12·540	0·4447
Chlor-Silber	Ag Cl	143·5	5·501	0·0911	26·086	13·073	0·5012
Chlor-Barium	Ba Cl	104	3·704	0·0896	28·077	9·318	0·3318
Chlor-Strontium . .	Sr Cl	79·4	2·803	0·1199	28·326	9·520	0·3360
Chlor-Calcium	Ca Cl	55·9	2·040	0·1642	27·402	9·179	0·3350
Chlor-Blei	Pb Cl	139·2	5·802	0·0664	23·991	9·243	0·3852
Chlor-Quecksilber .	Hg Cl	136·8	5·403	0·0689	25·319	9·425	0·3723
Brom-Calium	Br K	117·6	2·415	0·1132	48·662	13·312	0·2734
Brom-Blei	Pb Br	182·2	6·630	0·0533	27·481	9·711	0·3533
Halb-Jodquecksilb.	Hg ₂ J	328·8	7·644	0·0395	43·014	12·987	0·3018

Verbindung.	Formel.	Atom-	Spezif.	Spezif.	Atom-	Aether	Dichte
		gewicht.	Gewicht.	Wärme.	volumen.	einer	des
		q	s	G ₁	v	Dynamide.	Aethers.
						G ₁ q	G ₁ s
Jod-Kalium	K J	165·2	2·908	0·0819	56·808	13·530	0·2381
Jod-Silber	Ag J	234·1	5·026	0·0616	46·577	14·420	0·3096
Jod-Blei	Pb J	229·8	6·021	0·0427	38·166	9·812	0·2571
Einf. Jodquecksilber	Hg J	227·4	6·200	0·0420	36·677	9·551	0·2604
Halb-Schwefelkupfer	Cu ₂ S	79·6	5·977	0·1212	13·318	9·647	0·7244
Schwefelzink	Zn S	48·2	3·923	0·1230	12·286	5·929	0·4826
Einf. Schwefelzinn .	Sn S	75	4·852	0·0836	15·457	6·270	0·4057
Schwefelblei	Pb S	119·8	7·505	0·0509	15·962	6·098	0·3821
Schwefelnickel . . .	Ni S	45·6	5·200	0·1281	8·769	5·841	0·6661
Zinnober	Hg S	117·4	8·060	0·0480	14·565	6·017	0·3869
Schwefelsilber	Ag S	124·1	6·850	0·0746	18·117	9·258	0·5110
Schwefelwismuth . .	Bi ₂ S ₃	260·8	7·000	0·0600	37·260	15·648	0·4200
Schwefelkohlenstoff	C S ₂	38	1·272	0·3290	29·874	12·502	0·4184
Wasserblei	Mo S ₂	80	4·690	0·1233	17·057	9·864	0·5783
Musivgold	Sn S ₂	91	4·425	0·1193	20·565	10·856	0·5279
Schwefelkies	Fe S ₂	59·2	5·183	0·1301	11·421	7·702	0·6743
Realgar	As S ₂	107·2	3·544	0·1111	30·250	11·910	0·3937
Auripigment	As S ₃	123·2	3·459	0·1132	35·617	13·946	0·3916
Dreifach. Schwefel-							
antimon	Sb S ₃	177	4·334	0·0907	40·839	16·054	0·3931
Kohlensaures Kali .	KO, CO ₂	69·2	2·264	0·2162	30·565	14·961	0·4894
Kohlensaur. Natron	NaO, CO ₂	53·2	2·466	0·2727	21·573	14·508	0·6724
Witherit	BaO, CO ₂	98·6	4·302	0·1104	22·919	10·885	0·4739
Strontianit	SrO, CO ₂	74	3·624	0·1448	20·419	10·715	0·5247
Kalkspath	CaO, CO ₂	50·5	2·721	0·2086	18·559	10·534	0·5675
Talgspath	MgO, CO ₂	42·7	3·056	0·2220	13·972	9·479	0·6784
Bleispath	PbO, CO ₂	133·8	6·428	0·0814	20·815	10·891	0·5232
Junkerit	FeO, CO ₂	57·2	3·818	0·1934	19·981	11·062	0·7383
Chromsaures Kali .	KO, CrO ₃	99·3	2·640	0·1850	37·614	18·370	0·3884
Zweif. chromsaures							
Kali	KO, 2CrO ₃	151·4	2·603	0·1894	58·164	28·675	0·4929
Schwefelsaures Kali	KO, SO ₃	87·2	2·623	0·1901	33·244	16·576	0·4987
Schwefelsaur. Natron	NaO, SO ₃	71·2	2·631	0·2311	27·061	16·454	0·6050
Schwerspath	BaO, SO ₃	116·6	4·200	0·1128	27·762	13·152	0·4738
Schwefelsaurer							
Strontian	SrO, SO ₃	92·0	3·958	0·1428	23·244	13·138	0·5651

Verbindung.	Formel.	Atom-	Spezif.	Spezif.	Atom-	Aether	Dichte
		gewicht.	Gewicht.	Wärme.	volumen.	einer	des
		q	s	G ₁	v	G ₁ q	G ₁ s
Schwefelsaur. Kalk	CaO, SO ₃	68·5	2·927	0·1854	23·430	12·700	0·5427
Schwefelsaure Bittererde	MgO, SO ₃	60·7	2·607	0·2216	23·284	13·451	0·5777
Schwefelsaures Bleioxyd	PbO, SO ₃	151·8	6·169	0·0848	24·606	12·873	0·5230
Salpetersaures Kali	KO, NO ₃	101·2	2·058	0·2387	49·174	24·156	0·4911
Salpetersaur. Natron	NaO, NO ₃	85·2	2·226	0·2782	38·274	23·703	0·6203
Salpetersaures Silberoxyd	AgO, NO ₃	170·1	4·355	0·1435	39·058	24·409	0·6248
Salpetersaur. Baryt	BaO, NO ₃	130·6	3·185	0·1523	41·004	19·890	0·4850
Salpetersaur. Strontian	SrO, NO ₃	106	2·810	0·1683	37·722	17·840	0·4729

Arbeit, welche der Erwärmung eines Körpers entspricht. Einen Stoff erwärmen heisst nach unserer Anschauungsweise: machen, dass der Aether des Stoffes in radiale Schwingungen geräth. Nehmen wir vorläufig an, dass es möglich wäre, den Aether eines Körpers in radiale schwingende Bewegungen zu versetzen, ohne irgend eine andere Veränderung in dem Körper zu veranlassen. Nehmen wir also an: 1. dass bei dem Akt der Erwärmung keine Volumsänderung eintrete, dass also durch äussere gegen die Oberfläche des Körpers einwirkende Kräfte die Ausdehnung, welche durch die Erwärmung entstehen will, verhindert wird; 2. dass während des Erwärmungsaktes die Kerne der Dynamiden ihren Ort und ihre Stellung nicht ändern; 3. dass selbst die Aetherhüllen keine Ausdehnung erleiden würden, was allerdings nicht verhindert werden kann; 4. dass nur allein Radialschwingungen, d. h. solche Schwingungen hervorgerufen werden, auf welchen nach unserer Anschauung der erwärmte Zustand beruht, und bezeichnen wir mit:

t und t_1 zweierlei Temperaturen des Stoffes, gemessen nach Graden des hunderttheiligen Thermometers;

u und u_1 die diesen Temperaturen entsprechenden Schwingungsgeschwindigkeiten;

w die in Kilogramm-Metern ausgedrückte Wirkung oder Arbeit, welche erforderlich ist, um den in q Kilogramm eines Stoffes enthaltenen Aether aus dem Schwingungszustand u in den Schwingungszustand u_1 zu versetzen, so erhalten wir nun mit Berücksichtigung der früher festgestellten Bezeichnungen folgendes:

Es ist $\frac{Q}{q}$ die Anzahl der Kerne des Körpers, demnach $i \frac{Q}{q}$ die Anzahl der Aetheratome des Körpers, folglich $\mu i \frac{Q}{q}$ die Aethermasse desselben, demnach sind:

$$\mu i \frac{Q}{q} u_1^2 \quad \mu i \frac{Q}{q} u^2$$

die lebendigen Kräfte des Aethers in den beiden Schwingungszuständen. Man hat daher:

$$W = i \frac{Q}{q} \mu (u_1^2 - u^2)$$

Nun ist aber vermöge der Gleichung (2) (Seite 30)

$$k t_1 = \mu (u_1^2 - u^2), \quad k t = \mu (u^2 - u_0^2)$$

und vermöge (6) (Seite 32):

$$\frac{i}{q} = c$$

daher findet man:

$$W = Q c k (t_1 - t) \dots \dots \dots (7)$$

Die zur Erwärmung eines Körpers erforderliche Arbeit ist demnach der Stoffmenge, der rationellen Wärmecapazität und der Temperaturdifferenz, welche hervorgebracht werden soll, direkt proportional.

Diese Gleichung (7) gibt uns auch über die Bedeutung der Constanten k Aufschluss. Setzen wir in dieser Gleichung (7):

$$Q = 1, \quad c = 1, \quad t_1 - t = 1$$

so folgt $W = k$. Diese constante Grösse k ist demnach der Arbeit, welche erforderlich ist, um die Temperatur der Gewichtseinheit eines Stoffes, dessen Wärmecapazität gleich Eins ist, um einen Grad zu erhöhen, oder k ist die zur Hervorbringung einer „Wärmeeinheit“ erforderliche Arbeit, oder k ist das mechanische Aequivalent einer Wärmeeinheit. Nehmen wir in Uebereinstimmung mit den Physikern die Wärmecapazität des Wassers als Einheit aller Capacitäten, so drückt k die Arbeit aus, um die Temperatur von 1 Kilogramm Wasser um einen Grad zu erhöhen.

Die bis hierher aufgestellten Begriffe über die Wärmeverhältnisse habe ich mir nicht erst vor Kurzem, sondern schon vor 15 Jahren zurecht gemacht, und theilweise bei meinen Vorträgen über die technische Benützung der Wärme gebraucht.

GLEICHZEITIGE ERWÄRMUNG UND AUSDEHNUNG EINES KÖRPERS.

Wenn ein unter einem äusseren Druck befindlicher Körper erwärmt und gleichzeitig ausgedehnt wird, wird die lebendige Kraft oder Arbeit, welche in den Körper gebracht werden muss, um diese Ausdehnung und gleichzeitige Erwärmung hervorzubringen, durch folgende Vorgänge verbraucht:

1. durch die Arbeit, welche nothwendig ist, um den Schwingungszustand des Aethers in den Hüllen der Dynamiden zu erhöhen, d. h. um die Temperatur der Substanz zu steigern;
 2. durch die Ueberwindung des äusseren auf den Körper einwirkenden Druckes;
 3. durch die Arbeiten, welche den Distanzänderungen der Dynamiden und der Aetheratome entspricht;
 4. durch die Aenderungen der Schwingungszustände der Körperatome.
- Diese Arbeiten können auf folgende Weise ausgedrückt werden.

Nennen wir :

- Q das Gewicht des Körpers in Kilogrammen;
- dW die Wärmemenge, welche dem Körper in einem unendlich kleinen Zeitelement dz während des Aktes der Erwärmung und Ausdehnung mitgetheilt wird;
- v das Volumen des Körpers am Anfange dieses Zeitelementes;
- dV die Volumsänderung des Körpers im Zeitelement dz ;
- t die Temperatur am Anfang und dt die Temperaturänderung während des Zeitelementes dz ;
- c die rationelle Wärmecapazität des Stoffes, d. h. die in der Gewichtseinheit des Stoffes enthaltene Aethermenge;
- N die auf einen Quadratmeter der Oberfläche des Körpers wirkende äussere Pressung;
- k das mechanische Aequivalent einer Wärmeeinheit oder die Arbeit, welche erforderlich ist, um eine Wärmeeinheit hervorzubringen;
- dJ die innere Arbeit, welche einer Temperaturänderung dt ohne Volumsänderung entspricht. Diese Grösse besteht aus dreierlei Arbeit. Wenn nämlich eine Temperaturänderung ohne Volumenänderung eintritt, entsteht zwar keine Distanzänderung der Körperatome oder Moleküle, allein die Aetherhüllen werden ausgedehnt und dadurch werden dreierlei Thätigkeiten bewirkt. Durch die Ausdehnungen der Hüllen wachsen die Distanzen aller Aetheratome einer Hülle von den Kernen, und dadurch wird eine gewisse Arbeit konsumirt. Allein indem sich die Aetherhüllen ausdehnen, ändert sich die Distanz der Aetheratome einer Hülle, und durch diesen Vorgang wird eine gewisse Arbeit produziert. Durch die Ausdehnung der Aetherhülle ändern sich aber auch die Distanzen der Aetheratome einer Hülle von den Aetheratomen der andern Hülle, so wie auch von den Kernen der andern Dynamiden, und dadurch wird abermals eine gewisse Arbeit produziert oder konsumirt. Dieses dJ drückt mithin eine sehr komplizirte Thätigkeit aus;
- dJ , die innere Arbeit, welche einer unendlich kleinen Volumsänderung dV ohne Temperaturänderung entspricht. Dieses dJ , ist abermals eine sehr komplizirte Thätigkeit, indem eine reine Volumsänderung nicht nur Aenderungen in der Distanz der Körperatome, sondern auch Ausdehnungen in den Aetherhüllen zur Folge hat;
- dL die Aenderung der lebendigen Kraft des Bewegungszustandes der Körperatome.

Diese Bezeichnungen vorausgesetzt, haben wir nun nach dem allgemeinen Prinzip der Arbeit oder der Thätigkeit (Prinzipien der Mechanik, Seite 150) :

$$k dW = kcQ dt + NdV + dJ + dJ_1 + dL \dots \dots \dots (8)$$

Diese Gleichung kann etwas vereinfacht werden, denn man kann mittelst des Prinzipes der virtuellen Geschwindigkeit zeigen, dass dJ für alle Substanzen gleich Null ist. In der That, dJ drückt die Arbeit aus, welche einer Ausdehnung der Aetherhüllen ohne Distanzänderung der Körperatome entspricht. Ist nun die Substanz anfänglich in Ruhe und dehnt man die Aetherhüllen unendlich wenig aus, so wird durch die Totalität der Kräfte nur allein die Arbeit dJ hervorgebracht, denn der äussere Druck N produziert und konsumirt keine Wirkung, wenn keine Volumsänderung statt findet; es ist demnach vermöge des Prinzipes der virtuellen Geschwindigkeit $dJ = 0$ und somit erhalten wir statt (8) die einfachere Gleichung:

$$k dW = kcQ dt + NdV + dJ_1 + dL \dots \dots \dots (9)$$

und diese wollen wir zunächst zur Bestimmung von k benützen.

LANGSAME ERWÄRMUNG UND AUSDEHNUNG EINES GASES. BESTIMMUNG DES ÄQUIVALENTES DER WÄRMEEINHEIT.

Nehmen wir an, eine Gasmenge werde langsam erwärmt und sie dehne sich dabei aus, so können unter solchen Umständen keine Körperschwingungen entstehen, es ist demnach in der Gleichung (9) $dL = 0$ zu setzen, und dann erhalten wir:

$$k dW = kcQ dt + NdV + dJ_1 \dots \dots \dots (10)$$

Wir wollen nun zunächst sehen, unter welchen Umständen diese Gleichung (10) mit den für Gase aufgefundenen Thatsachen in Harmonie gebracht werden kann.

Nach *Regnault's* Versuchen gelten folgende Sätze :

1. der Wärmeausdehnungscoefficient ist nicht gleich gross für alle Gase, aber doch beinahe;
2. der Wärmeausdehnungscoefficient für ein und dasselbe Gas ist nicht absolut constant, sondern ändert sich mit der Dichte desselben, jedoch nur äusserst wenig;
3. das Mariott'sche Gesetz ist nicht absolut richtig, und die Abweichungen in dem Verhalten der Gase von diesem Gesetz sind für verschiedene Gase verschieden, jedoch nur sehr unbedeutend;
4. die Wärmecapazität der Gase bei constantem Druck, so wie auch jene bei constantem Volumen, d. h. die beiden empirischen Wärmecapazitäten sind unabhängig sowohl von der Temperatur als auch von dem äusseren Druck.

Für den ersten, zweiten und dritten Satz werden wir in der Folge die Erklärungen finden, wenn wir die Theorie des Mariott'schen Gesetzes aus unserem Dynamidensystem entwickeln werden. Der vierte Satz ist für unsere über die Wärme aufgestellten Prinzipien von grösster Wichtigkeit und findet seine Erklärung in diesen Prinzipien. Denn da nach unserem Ausspruch die Wärmecapazität die in der Gewichtseinheit eines Stoffes enthaltene

Aethermenge ausdrückt, so bleibt diese constant, so lange kein Aether entweicht, sei es nun, dass der Schwingungszustand gesteigert oder die Dichte des Gases verändert wird.

Nehmen wir an, dass das Gay Lussac'sche Gesetz und das Mariott'sche Gesetz nicht Annäherungen, sondern absolute Wahrheiten seien und suchen wir zu bestimmen, unter welchen Umständen die für Gase gefundene Gleichung (10) mit diesen Gesetzen in Uebereinstimmung gebracht werden kann.

Ist $dV = 0$, d. h. findet keine Volumsänderung, sondern nur Erwärmung statt, so ist auch $dJ_1 = 0$ und

$$k dW = k c Q dt$$

dennach :

$$\frac{dW}{Q dt} = c$$

Allein für $dV = 0$ ist $\frac{dW}{Q dt}$, offenbar die Wärmecapazität bei constantem Volumen, ist also gleich c , dennach hat man :

$$c = \mathfrak{C} \dots \dots \dots (11)$$

d. h. die empirische Wärmecapazität bei constantem Volumen stimmt mit der rationellen Wärmecapazität überein, drückt also die in der Gewichtseinheit eines Körpers enthaltene Aethermenge aus.

Nehmen wir nun an, N sei constant, so ist $\frac{dW}{Q dt}$ die Wärmecapazität bei constantem Druck, die wir mit \mathfrak{C}_1 bezeichnet haben. Dividiren wir die Gleichung (10) durch $k Q dt$, betrachten in derselben N als constant, setzen also für $\frac{dW}{Q dt}$ den Werth \mathfrak{C}_1 , so erhalten wir wegen $c = \mathfrak{C}$:

$$\mathfrak{C}_1 = \mathfrak{C} + \frac{N}{kQ} \frac{dV}{dt} + \frac{dJ_1}{kQ dt} \dots \dots \dots (12)$$

Wenn wir das Gay-Lussac'sche und Mariott'sche Gesetz gelten lassen, ist :

$$NV = N_0 V_0 (1 + \alpha t) \dots \dots \dots (13)$$

wobei α den Wärmeausdehnungs-Coeffizienten, und v_0 das Volumen des Gases bei 0° Temperatur und unter einem äusseren Druck N_0 bezeichnet.

In der Gleichung (12) entspricht $\frac{dV}{dt}$ der Volumsänderung ohne Druckänderung. Dieser Werth von $\frac{dV}{dt}$ ist dennach vermöge (13) $\frac{\alpha N_0 V_0}{N}$.

Der Ausdruck (12) wird dennach :

$$\mathfrak{C}_1 = \mathfrak{C} + \frac{\alpha N_0 V_0}{kQ} + \frac{dJ_1}{kQ dt} \dots \dots \dots (14)$$

Allein nach den Beobachtungen von *Regnault*, wie auch nach unseren Prinzipien ist \mathcal{G} sowohl von N als auch von t ganz unabhängig. Es ist demnach in (14) $\frac{dJ_1}{dt} = 0$ zu setzen, und folglich erhält man :

$$\mathcal{G}_1 = \mathcal{G} + \frac{\alpha N_0 V_0}{k Q}$$

oder

$$k = \frac{\alpha N_0 V_0}{Q (\mathcal{G}_1 - \mathcal{G})}$$

oder wenn man das spezifische Gewicht des Gases bei 0° Temperatur und unter dem Druck N_0 mit s_0 bezeichnet, also $\frac{Q}{V_0} = s_0$ setzt :

$$k = \frac{\alpha N_0}{s_0 (\mathcal{G}_1 - \mathcal{G})} \dots \dots \dots (15)$$

Da $\frac{dJ_1}{dt} = 0$ und vermöge (13) $N = \frac{N_0 V_0}{V} (1 + \alpha t)$ ist, so wird die Gleichung (10):

$$dW = c Q dt + \frac{N_0 V_0 (1 + \alpha t)}{k} \cdot \frac{dV}{V} \dots \dots \dots (16)$$

Unsere theoretische Gleichung harmonirt also mit den Thatsachen, wenn wir $\frac{dJ_1}{dt} = 0$ setzen und für k den Werth nehmen, welchen die Gleichung (15) darbietet.

Für atmosphärische Luft ist :

- der Wärmeausdehnungs-Coeffizient. $\alpha = 0.00367$
 - das Gewicht von einem Kubikmeter Luft bei 0° Temperatur und unter dem Druck der Atmosphäre $s_0 = 1.293$ Kilg.
 - der Druck der Luft auf einen Quadratmeter $N_0 = 10334$ "
 - die Wärmecapazität der atmosphärischen Luft bei constantem Druck, nach *Regnault* $\mathcal{G}_1 = 0.2377$
 - die Wärmecapazität bei constantem Volumen, nach *Laplace* $\mathcal{G} = 0.1686$
- Vermittelst dieser Zahlen folgt aus (15) :

$$k = 424$$

und dieser numerische Werth für das mechanische Aequivalent einer Wärmeeinheit stimmt vollkommen mit demjenigen überein, welchen *Person* gefunden hat.

Leider sind die Werthe von \mathcal{G} für andere Gase noch nicht zuverlässig bestimmt. Wäre dies der Fall, so müsste die Gleichung (15), wenn sie richtig ist, für k immer den gleichen Werth liefern, für welches Gas man auch die Rechnung machen möchte.

So weit überhaupt das Gay-Lussac'sche und Mariott'sche Gesetz richtig ist, gelten nun nach unseren Untersuchungen für Gase folgende Resultate :

$$\left. \begin{aligned} NV &= N_0 V_0 (1 + \alpha t) \\ k &= \frac{N_0 \alpha}{s_0 (\mathcal{G}_1 - \mathcal{G})} \\ dW &= Q \mathcal{G} dt + \frac{N_0 V_0 (1 + \alpha t)}{k} \frac{dV}{V} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (17)$$

Sie gelten jedoch nur, wenn die Ausdehnung und Erwärmung so langsam erfolgt, dass keine Schwingungen in den Körperatomen eintreten.

AUSDEHNUNG EINES GASES OHNE WÄRMEAUFNAHME.

Poisson hat in seiner *Mechanik*, Tome II, pag. 647, die Gesetze zu bestimmen gesucht, nach welchen sich die Spannkraft und Temperatur eines Gases ändert, wenn dasselbe eine Volumsänderung erleidet, ohne dabei Wärme aufzunehmen oder abzugeben. Diese Gesetze ergeben sich ganz einfach durch rein analytische Operationen aus den aufgestellten Gleichungen (17). Es ist nämlich in diesem Falle $dW = 0$ zu setzen; demnach hat man vermöge der dritten der Gleichungen (17):

$$0 = Q \mathcal{G} dt + \frac{N_0 V_0}{k} (1 + \alpha t) \frac{dV}{V}$$

Hieraus folgt:

$$0 = Q \mathcal{G} \frac{dt}{1 + \alpha t} + \frac{N_0 V_0}{k} \frac{dV}{V}$$

Das Integrale dieser Gleichung ist:

$$\text{Const.} = \frac{Q \mathcal{G}}{\alpha} \text{lognat.} (1 + \alpha t) + \frac{N_0 V_0}{k} \text{lognat.} V$$

Bezeichnen wir für den Anfangszustand der Ausdehnung durch:

$$t_1 \quad V_1 \quad \gamma_1 \quad N_1$$

für den Endzustand der Ausdehnung durch:

$$t_2 \quad V_2 \quad \gamma_2 \quad N_2$$

die Temperatur, das Volumen, die Dichte und die Pressung des Gases, so hat man:

$$\text{Const.} = \frac{Q \mathcal{G}}{\alpha} \text{lognat.} (1 + \alpha t_1) + \frac{N_0 V_0}{k} \text{lognat.} V_1$$

$$\text{Const.} = \frac{Q \mathcal{G}}{\alpha} \text{lognat.} (1 + \alpha t_2) + \frac{N_0 V_0}{k} \text{lognat.} V_2$$

Die Differenz dieser Gleichung gibt :

$$0 = \frac{Q \mathcal{G}}{\alpha} \operatorname{lognat.} \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_2} + \frac{N_0 V_0}{k} \operatorname{lognat.} \frac{V_1}{V_2}$$

hieraus folgt :

$$\frac{1 + \alpha t_2}{1 + \alpha t_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\frac{N_0 V_0 \alpha}{k Q \mathcal{G}}}$$

oder wenn wir berücksichtigen, dass überhaupt $\frac{V_1}{V_2} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1}$ und dass vermöge der zweiten der Gleichungen (17)

$$\frac{N_0 V_0 \alpha}{k Q \mathcal{G}} = \frac{\mathcal{G}_1}{\mathcal{G}} - 1$$

ist, so wird :

$$\frac{1 + \alpha t_2}{1 + \alpha t_1} = \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right)^{\frac{\mathcal{G}_1}{\mathcal{G}} - 1} \dots \dots \dots (18)$$

Nun ist aber auch vermöge des Mariott'schen und Gay-Lussac'schen Gesetzes :

$$\frac{1 + \alpha t_2}{1 + \alpha t_1} = \frac{N_2 V_2}{N_1 V_1} = \frac{N_2 \gamma_1}{N_1 \gamma_2}$$

dennach erhält man auch :

$$\left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right)^{\frac{\mathcal{G}_1}{\mathcal{G}} - 1} = \frac{N_2}{N_1} \frac{\gamma_1}{\gamma_2}$$

oder

$$\frac{N_2}{N_1} = \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right)^{\frac{\mathcal{G}_1}{\mathcal{G}}} \dots \dots \dots (19)$$

und diese Gleichungen (18 und 19) sind identisch mit den von *Poisson* gefundenen; sie gelten jedoch nur so weit das Mariott'sche und Gay-Lussac'sche Gesetz zulässig ist. Ich habe diese von *Poisson* zuerst aufgestellten Gesetze in der Theorie der calorischen Maschine angewendet, und das potenzierte Mariott'sche Gesetz genannt.

Für atmosphärische Luft ist nach den früher angegebenen Werthen von \mathcal{G} und \mathcal{G}_1 :

$$\frac{\mathcal{G}_1}{\mathcal{G}} = 1.41$$

$$\frac{\mathcal{G}_1}{\mathcal{G}} - 1 = 0.41$$

und diese Werthe stimmen ebenfalls nahe genug mit jenen überein, welche *Poisson* annimmt.

BERECHNUNG EINER GESCHLOSSENEN CALORISCHEN MASCHINE.

Eine Luftmenge Q habe zuerst eine Temperatur t_1 , ein Volumen v_1 , und eine Spannkraft N_1 . Sie werde hierauf ohne Volumenänderung auf t_2 erwärmt, wodurch sie eine Spannkraft N_2 gewinnt. Sie dehne sich hierauf aus, ohne von aussen Wärme aufzunehmen, oder nach aussen Wärme abzugeben, bis ihr Volumen v_2 , ihre Temperatur t_3 und die Spannkraft N_3 wird. Nun werde sie ohne Volumenänderung abgekühlt, indem ihr durch einen Regenerator Wärme entzogen wird, bis eine Temperatur t_4 und Spannkraft N_4 entsteht. Endlich werde sie wiederum zusammengedrückt bis auf ihr ursprüngliches Volumen, und dabei soll zuletzt wiederum die Temperatur t_1 und Spannkraft N_1 eintreten, die am Anfang dieses ganzen Vorgangs vorhanden waren.

Es ist nun die Frage, wie stark die Abkühlung ist, welche durch den Regenerator bewirkt werden muss, damit der Endzustand der Luft mit dem Anfangszustand übereinstimmt, und welche Arbeit durch diesen Akt nach aussen hin übertragen wird.

Es sei v_0 das Volumen der Luftmenge Q bei 0° Temperatur und unter einem äusseren Druck N_0 .

Nach dem gewöhnlichen Mariott'schen und Gay-Lussac'schen Gesetz ist :

$$N_1 v_1 = N_0 v_0 (1 + \alpha t_1)$$

$$N_2 v_1 = N_0 v_0 (1 + \alpha t_2)$$

demnach :

$$N_2 - N_1 = \frac{N_0 v_0 \alpha}{v_1} (t_2 - t_1) \dots \dots \dots (20)$$

Es ist ferner für die Akte der Ausdehnung und Zusammendrückung der Luft, für welche das potenzierte Mariott'sche Gesetz gilt :

$$\left. \begin{aligned} \frac{N_2}{N_1} &= \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^\lambda & \frac{1 + \alpha t_2}{1 + \alpha t_1} &= \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\lambda-1} \\ \frac{N_4}{N_3} &= \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^\lambda & \frac{1 + \alpha t_4}{1 + \alpha t_3} &= \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{\lambda-1} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (21)$$

wobei $\lambda = \frac{G_2}{G_1}$ das Verhältniss der empirischen Wärmecapazitäten ausdrückt. Aus den rechtsstehenden der Gleichungen (21) folgt :

$$t_3 - t_4 = (t_2 - t_1) \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\lambda-1} \dots \dots \dots (22)$$

Bezeichnet man durch k die Arbeit, welche einer Wärmeeinheit entspricht, und mit Λ die Wirkung, die durch den ganzen cyclischen Vorgang gewonnen wird, so ist :

$$\Lambda = k Q \alpha [t_2 - t_1 - (t_3 - t_4)]$$

oder wegen (22) :

$$A = k Q \vartheta (t_2 - t_1) \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\lambda-1} \right]$$

oder weil

$$k = \frac{N_0 V_0 \alpha}{Q (\vartheta_1 - \vartheta)} = \frac{N_0 V_0 \alpha}{Q \vartheta (\lambda - 1)}$$

ist :

$$A = \frac{N_0 V_0 \alpha}{(\lambda - 1)} (t_2 - t_1) \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\lambda-1} \right] \dots \dots \dots (23)$$

Die Gleichung (22) bestimmt die Abkühlung, welche der Regenerator hervorbringen muss, damit der Endzustand des Gases mit dem Anfangszustand übereinstimmt, und die Gleichung (23) bestimmt die Arbeit, die durch den cyclischen Akt gewonnen wird. Es sei z. B. für atmosphärische Luft :

$V_0 = 1$ Kubikmeter	$t_1 = 100$
$N_0 = 10334$	$t_2 = 300^\circ$
$\alpha = 0.00367$	$\frac{V_1}{V_2} = \frac{1}{5}$
$\lambda = \frac{\vartheta_1}{\vartheta} = 1.41$	

so findet man :

$$A = 8593 \text{ Kilg. Meter}$$

$$t_2 - t_1 = 103^\circ$$

Abgesehen vom Wärmeverlust, vom Reibungswiderstande und überhaupt von allen Unvollkommenheiten, die mit der Realisirung einer jeden Maschine verbunden sind, würde diese berechnete Maschine, wenn der cyclische Akt in jeder Sekunde einmal wiederholt würde, einen Effekt von ungefähr 100 Pferdekräften geben, und der Maschinencylinder würde wegen der fünffachen Ausdehnung eine Grösse von circa 6 Kubikmetern erhalten, also ungefähr fünfmal so gross werden als der Cylinder einer gewöhnlichen Dampfmaschine von 100 Pferdekraft. Darin liegt das Grundübel dieser calorischen Maschinen, und so lange es nicht gelingt, einen Akt zu entdecken, durch welchen die Umwandlung des Schwingungszustandes des Aethers in mechanische Wirkungen in viel ergiebigerer Weise geschehen kann als durch Volumsänderungen oder Expansionen, werden die calorischen Maschinen die gewöhnlichen Dampfmaschinen nicht zu verdrängen im Stande sein.

AUSDEHNUNG EINES GASES BEI GLEICHZEITIGER ERWÄRMUNG
DESSELBEN DURCH DIE WÄNDE DES GEFÄSSES.

Nehmen wir an, eine gewisse Gasmenge sei in einem Gefäss eingeschlossen, dessen Volumen sich vergrößert, und durch dessen Wände Wärme (Aetherschwingungen) eindringt. Es ist nun die Frage, nach welchem Gesetz Spannkraft und Temperatur sich ändern. Nehmen wir an, das Gefäss sei ein Cylinder mit einem beweglichen Kolben. Es sei Λ der Querschnitt des Cylinders, B der Umfang desselben, x die Entfernung des Kolbens vom Boden in einem bestimmten Zeitaugenblick der Bewegung des Kolbens. Dann ist in diesem Augenblick Λx das Gasvolumen, $\Lambda + B x$ die Fläche, durch welche Wärme eindringt. Nennen wir T die Temperatur ausserhalb des Cylinders, t die Temperatur des Gases, wenn der Kolben vom Boden um x entfernt ist, dann können wir die in einem Zeitelement dz in den Cylinder eindringende Wärmemenge durch $\lambda(T-t)(\Lambda + Bx) dz$ ausdrücken, wobei λ den Wärmedurchgangskoeffizienten bezeichnet.

Wir werden nun die Zustände des Gases kennen lernen, wenn wir in die Gleichung 17, Seite 44 setzen:

$$\begin{array}{ll} \text{für } dW & \lambda(T-t)(\Lambda + Bx) dz \\ \text{„ } dV & \Lambda dx \end{array}$$

und finden daher:

$$\lambda(T-t)(\Lambda + Bx) dz = Q \mathcal{G} dt + \frac{N_0 V_0}{k} (1 + \alpha t) \frac{dx}{x}$$

Diese Gleichung kann erst dann integrirt werden, wenn das Bewegungsgesetz des Kolbens als Funktion der Zeit bekannt ist. Nehmen wir die einfachste, nämlich eine gleichförmige Bewegung des Kolbens an, so können wir setzen:

$$x = a + bz$$

$$\text{demnach } dx = b dz$$

und obige Gleichung wird dann:

$$\lambda(T-t)(\Lambda + Bx) \frac{dx}{b} = Q \mathcal{G} dt + \frac{N_0 V_0}{k} (1 + \alpha t) \frac{dx}{x}$$

Das Integrale dieser Differenzialgleichung ist:

$$\begin{aligned} t = x & - \frac{N_0 V_0 \alpha}{k \mathcal{G} Q} e^{-\frac{\lambda}{b \mathcal{G} Q} \left(\Lambda x + \frac{1}{2} B x^2 \right)} \times \\ & \times \left[\text{const.} + \int \left(\frac{\lambda T}{b \mathcal{G} Q} (\Lambda + Bx) - \frac{N_0 V_0}{k \mathcal{G} Q} \frac{1}{x} \right) e^{\frac{N_0 V_0 \alpha}{k \mathcal{G} Q} e^{-\frac{\lambda}{b \mathcal{G} Q} \left(\Lambda x + \frac{1}{2} B x^2 \right)}} dx \right] \end{aligned}$$

Hieraus sieht man, wie complizirt die Vorgänge in einer calorischen Maschine sind, wenn die Erwärmungen des Gases durch die Wände des Expansionscylindeis erfolgen.

DAMPFBILDUNG.

Wenn eine Flüssigkeit, z. B. Wasser in einem Dampfkessel, zum Verdampfen gebracht wird, ist der innere Vorgang folgender:

Zuerst müssen die Dynamiden so weit von einander entfernt werden, bis die Repulsivkraft der Attraktivkraft das Gleichgewicht hält, hierauf müssen die Dynamiden noch weiter entfernt werden, bis sie mit einer Kraft aus einander zu gehen streben, die der im Kessel herrschenden Spannung entspricht. Bis zu diesem Augenblick hin ist durch den Vorgang Arbeit consumirt worden. Nun aber wird die Repulsivkraft der Dynamiden vorherrschend und grösser als die Dampfspannung, die Dynamiden entfernen sich noch weiter von einander, bis sie zuletzt noch einmal mit einer der Dampfspannung entsprechenden Kraft aus einander zu gehen streben. Während dieses Ausdehnungsaktes wird Arbeit entwickelt; allein während des totalen Ausdehnungsaktes muss der äussere Dampfdruck überwunden werden, wird also wiederum Arbeit consumirt.

Nennen wir nun:

- p die Spannung des entstehenden Dampfes, d. h. den Druck des Dampfes im Kessel auf 1 Quadratmeter;
 - t_0 die Temperatur des Wassers, aus welchem der Dampf entsteht;
 - v_0 das ursprüngliche Volumen von 1 Kilogramm Wasser bei t_0 Grad Temperatur;
 - v_1 das Volumen des Dampfes in seinem Entstehungsmoment, d. h. in dem Augenblick, wenn die Abstossung der Dynamiden ihrer Anziehung gleich geworden ist;
 - v das Volumen, das der aus v_0 Wasser entstandene Dampf bei der Spannung p einnimmt;
 - 1 die Wärmecapazität des Wassers;
 - c die Wärmecapazität des entstandenen Dampfes;
 - t die Temperatur des entstandenen Dampfes;
 - w die Wärmemenge, welche zur Bildung von 1 Kilogramm Dampf von der Spannung p und Temperatur t erforderlich ist;
 - l die lebendige Kraft, welche dem Schwingungszustand der verschwundenen Aethermenge $1 - c$ entspricht;
 - L die lebendige Kraft, welche den Schwingungen der Körperatome des Dampfes entspricht.
- Bezeichnen ferner durch

$\boxed{v_1 v_0}$ die Arbeit, welche erforderlich ist, um das Wasser bis zum Entstehungspunkt auszudehnen;

$\boxed{v v_1}$ die Arbeit, welche der Dampf entwickelt, während er sich vom Entstehungspunkt an so weit ausdehnt, bis seine Spannkraft zum zweiten Male gleich p wird;

$p(v - v_0)$ die Arbeit, welche der Ueberwindung des äusseren Druckes entspricht; so hat man offenbar folgende Beziehung:

$$W = ct + 1 - t_0 + \boxed{v_1 v_0} + p(v - v_0) - \boxed{v v_1} + L$$

oder:

$$W = \boxed{V_1 V_0} + c t - t_0 + 1 + L + p(V - V_0) - \boxed{V V_1}$$

Nun ist $\boxed{V_1 V_0}$ für eine bestimmte Flüssigkeit eine absolute Constante; setzen wir also:

$$\boxed{V_1 V_0} = A$$

so wird:

$$W = A + c t - t_0 + \left[1 + L + p(V - V_0) - \boxed{V V_1} \right] \dots \dots \dots (1)$$

Nach *Regnault's* Versuchen kann die zur Dampfbildung erforderliche Wärmemenge ausgedrückt werden durch den Ausdruck:

$$W = 606.5 + 0.305 t - t_0$$

Dieser Ausdruck würde mit dem vorhergehenden übereinstimmen, wenn

$$A = 606.5 \qquad c = 0.305$$

$$\boxed{V V_1} = 1 + L + p(V - V_0)$$

ist.

Nach meiner Theorie wäre c die Wärmecapazität des Dampfes bei constantem Volumen. Nun hat *Regnault* für die Wärmecapazität des Wasserdampfes bei constantem Druck gefunden $\mathcal{G}_1 = 0.4750$.

Nach dem Seite 44 für Gase gefundenen Ausdruck ist aber:

$$\mathcal{G}_1 - c = \frac{N_0 \alpha}{s k}$$

Nun ist:

$N_0 = 10334$	Druck der Atmosphäre auf 1 Quadratmeter
$\alpha = 0.00367$	Ausdehnungs-Coeffizient
$s = 0.5913$	Gewicht von 1 Kilg. Dampf von 1 Atmosph. Spannung
$k = 424$	

Hieraus folgt:

$$\mathcal{G}_1 - c = 0.151$$

demnach:

$$c = 0.475 - 0.1514 = 0.3236$$

Es scheint also wirklich, dass der Coefficient 0.305, welchen *Regnault* „une capacité calorifique particulière de la vapeur“ nennt, nichts anderes ist, als die Wärmecapazität des Dampfes bei constantem Volumen.

Man kann nun mit Wahrscheinlichkeit folgende Sätze aussprechen:

1. die Arbeit, welche erforderlich ist, um 1 Kilogramm Wasser von 0° Temperatur so weit auszudehnen, bis die Anziehung und Abstossung der Dynamiden gleich gross werden; entspricht einer Wärmemenge von 606.5 Wärmeeinheit;
2. die spezifische Wärme des Dampfes bei constantem Druck beträgt 0.4750;
3. die spezifische Wärme bei constantem Volumen beträgt 0.305;
4. die Arbeit, welche der Dampf entwickelt, indem er sich von seinem Entstehungspunkt an bis zur Spannung p ausdehnt, wird consumirt: a) durch die Ueberwältigung des äusseren Dampfdruckes, während das Wasser von Volumen v_0 in Dampf von einem Volumen v übergeht, b) durch Körperschwingungen, welchen eine lebendige Kraft L entspricht, c) durch Aetherschwingungen in dem entweichenden Aether;
5. bei Bildung von 1 Kilogramm Dampf entweicht $1 - 0.305 = 0.695$ Aether. (Die Aethermenge, welche 1 Kilogramm Wasser enthält, gleich 1 gesetzt).