

ist leider nicht aufgezeichnet, brachte der Föhnwind eine solche Menge meistens noch lebendiger aber ganz ermatteter Fliegen in das Thal von St. Gallen, dass der Schnee wie mit einer schwarzen Erde überdeckt erschien.

Es gibt gewiss noch andere Wirkungen, die eine Folge der Einwirkung des Föhnwindes sind, doch zeigen die hier angeführten Beispiele schon an, dass dieser Wind sowohl im Haushalte der Natur, als auch bei mehreren unserer Gewerbe einen nicht unbedeutenden Einfluss auszuüben vermag.

---

## Tabelle für gesättigte Aetherdämpfe.

Von

**Prof. Dr. Zeuner.**

---

In dem Aufsätze „das Verhalten verschiedener Dämpfe bei der Expansion und Compression“ im letzten Hefte dieser Vierteljahrsschrift S. 68, habe ich hervorgehoben, dass unter den dort genannten verschiedenen Dampfarten, die auf Grund der neuen Regnault'schen Versuche unter Anwendung der Sätze der mechanischen Wärmetheorie eine gründlichere Untersuchung zulassen, die Aetherdämpfe in ihrem Verhalten von den übrigen Dämpfen wesentlich abweichen. Denkt man sich nämlich gesättigten Dampf ohne Beimischung von Flüssigkeit in einem für Wärme undurchdringlichen Gefässe, gestattet man dem Dampfe sich auszudehnen und lässt ihn dabei einen äussern

Druck überwinden, der seiner Spannung fortwährend gleich ist, so findet bei allen den genannten Dämpfen mit Ausnahme der Aetherdämpfe eine theilweise Condensation statt, wenn während der Expansion Wärme von aussen weder zu- noch abgeleitet wird, während die Dämpfe bei der Compression unter gleichen Verhältnissen in den überhitzten Zustand übergehen. Die Aetherdämpfe verhalten sich aber unter gleichen Umständen gerade umgekehrt, wie Hirn zuerst angab; diese Dämpfe gehen bei der Expansion in den überhitzten Zustand über und schlagen sich bei der Compression theilweise nieder.

In der angeführten Abhandlung habe ich gezeigt, dass unter allen Dampfarten, die eine Untersuchung in dieser Richtung zulassen, die Aetherdämpfe allein dieses abweichende Verhalten zeigen, und daher verdienen vor allen Dingen diese Dämpfe eine gleich gründliche Untersuchung, wie der Wasserdampf, der bis jetzt als Hauptrepräsentant aller Dampfarten betrachtet wurde.

Solche Untersuchungen werden aber wesentlich erleichtert durch Aufstellung von Tabellen, der gleichen Art wie diejenigen, die ich für die Wasserdämpfe in meinem Werke „Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie“ gegeben habe. Die Regnault'schen Versuchsergebnisse und einzelne Gleichungen der mechanischen Wärmetheorie führen auf eine Reihe von Werthen, die tabellarisch geordnet, die Abweichungen, welche verschiedene Dampfarten in ihrem Verhalten zeigen, bequem übersehen lassen. Sofort nach dem Erscheinen des 2. Bandes von Regnault's „Relation des expériences“, etc. habe ich eine Reihe solcher Tabellen für die wichtigsten Dampfarten berechnet (mit

Hülfe der Thomas'schen Rechenmaschine) und von diesen Tabellen will ich hier zunächst nur diejenige Tabelle aufführen, die sich für gesättigte Aetherdämpfe ergab; die übrigen werde ich in den später erscheinenden Heften dieser Vierteljahrsschrift veröffentlichen. Ich glaube, dass Tabellen der unten folgenden Art unter Umständen von grossem Nutzen sein können; ein Vergleich gleichartiger Werthe der Tabellen für verschiedene Dämpfe kann möglicher Weise auf ganz neue Beziehungen und auf die Entdeckung eines Gesetzes führen, welchem alle Dampfarten in gleicher Art unterworfen sind.

Die Auffindung eines solchen Gesetzes ist nur auf zwei Wegen denkbar; entweder dadurch, dass es gelingt aus der innern Constitution der Flüssigkeiten und Gasarten das Gesetz der Dampfbildung überhaupt abzuleiten oder dadurch, dass man die für verschiedene Dampfarten erhaltenen Versuchs- und Rechnungsergebnisse sorgfältig unter einander vergleicht. Eine solche Vergleichung wird aber nur durch Tabellen der angegebenen Art ermöglicht. Als Grund, weswegen ich die Tabelle für Aetherdämpfe hier vorausschicke, habe ich schon vorhin das abweichende Verhalten dieser Dämpfe bezeichnet; man kann jetzt, und darauf habe ich schon in der oben citirten Abhandlung hingewiesen, zwei verschiedene Arten von Dämpfen unterscheiden, solche, die sich bei der Expansion und Compression unter den angegebenen Verhältnissen wie Wasserdampf und solche, die sich wie Aetherdampf verhalten; der Aetherdampf steht zwar jetzt noch hinsichtlich seines Verhaltens isolirt, denn alle übrigen Dämpfe, die auf Grund der Regnault'schen Beobachtungen nach der angegebenen Richtung von mir un-

tersucht wurden, stellen sich auf die Seite des Wasserdampfes; es ist aber bis jetzt kein Grund vorhanden, anzunehmen, dass nicht auch noch Dampfarten existiren, die sich in der angegebenen Beziehung wie Aetherdampf verhalten. Ich betrachte daher Wasser- und Aetherdampf als die Hauptrepräsentanten der beiden Arten von Dämpfen.

Bevor ich aber nun auf die Art der Entstehung und nähere Besprechung der folgenden Tabelle eingehe, sehe ich mich veranlasst, auf eine Bemerkung in meinem Aufsatz des vorigen Heftes dieser Zeitschrift zurückzukommen.

Ich habe dort (S. 76) hervorgehoben, dass eine gewisse Temperaturfunction existirt, aus der man ohne Weiteres erkennen kann, wie sich der zu untersuchende Dampf bei der Expansion und Compression ohne Wärmezufuhr- und Wärmeableitung verhält. Die angegebene Formel lautet (S. 77)

$$F(t) = T \frac{dX}{dt} - X + q \quad (1)$$

In derselben bedeutet  $X$  die sogenannte Gesamtwärme, d. h. die Wärmemenge, die der Gewichtseinheit Flüssigkeit zuzuführen ist, um dieselbe unter constantem äussern Drucke, der gleich dem Drucke des zu erzeugenden Dampfes von der Temperatur  $t$  ist, vollständig in Dampf zu verwandeln. Ferner ist  $T$  die absolute Temperatur und  $q$  die Wärmemenge, welche zuerst der Flüssigkeit zuzuführen ist, um dieselbe von  $0^\circ$  auf  $t^\circ$  zu erwärmen. Ist  $c$  die spezifische Wärme der Flüssigkeit, so besteht überdies die Beziehung

$$dq = c dt \quad (2)$$

Die Wärmemenge  $X$  und  $q$  sind von Regnault für eine

Tabelle I für gesättigte Aetherdämpfe.

| 1                      | 2                       | 3  | 4  | 5                | 6                        | 7                                | 8                                   | 9                         | 10                             |
|------------------------|-------------------------|--|--|------------------|--------------------------|----------------------------------|-------------------------------------|---------------------------|--------------------------------|
| Temperatur<br>Celsius. | Absolute<br>Temperatur. | Dampfspannung in<br>Millimetern<br>Quecksilbersäule. | Erster Differentialquotient<br>(Millim. Quecksilbersäule). | $\frac{dp}{pdt}$ | $T \cdot \frac{dp}{pdt}$ | $\frac{r}{u} = AT \frac{dp}{dt}$ | $\frac{\rho}{u} = \frac{r}{u} - Ap$ | $\frac{Apu}{r} = \varphi$ | $\frac{\rho}{r} = 1 - \varphi$ |
| <i>t</i>               | <i>T</i>                | <i>p</i>   | $\frac{dp}{dt}$  |                  |                          |                                  |                                     |                           |                                |
| 0                      | 273                     | 184.39   | 8.441  | 0.045778         | 12.49739                 | 73.90                            | 67.99                               | 0.08002                   | 0.91998                        |
| 5                      | 278                     | 230.89   | 10.198   | 0.044170         | 12.27926                 | 90.92                            | 83.52                               | 0.08144                   | 0.91856                        |
| 10                     | 283                     | 286.83   | 12.224   | 0.042619         | 12.06118                 | 110.94                           | 101.74                              | 0.08291                   | 0.91709                        |
| 15                     | 288                     | 353.62   | 14.543   | 0.041125         | 11.84400                 | 134.31                           | 122.97                              | 0.08443                   | 0.91557                        |
| 20                     | 293                     | 432.78   | 17.175   | 0.039685         | 11.62770                 | 161.38                           | 147.50                              | 0.08600                   | 0.91400                        |
| 25                     | 298                     | 525.93   | 20.143   | 0.038299         | 11.41310                 | 192.49                           | 175.63                              | 0.08762                   | 0.91238                        |
| 30                     | 303                     | 634.80   | 24.464   | 0.036963         | 11.19979                 | 228.00                           | 207.64                              | 0.08929                   | 0.91071                        |
| 35                     | 308                     | 761.20   | 27.160   | 0.035680         | 10.98944                 | 268.26                           | 243.85                              | 0.09100                   | 0.90900                        |
| 40                     | 313                     | 907.04   | 31.242   | 0.034444         | 10.78097                 | 313.60                           | 284.51                              | 0.09275                   | 0.90725                        |
| 45                     | 318                     | 1074.15  | 35.722   | 0.033256         | 10.57541                 | 364.29                           | 329.84                              | 0.09456                   | 0.90544                        |
| 50                     | 323                     | 1264.83  | 40.622   | 0.032117         | 10.37379                 | 420.78                           | 380.22                              | 0.09640                   | 0.90360                        |
| 55                     | 328                     | 1481.06  | 45.947   | 0.031023         | 10.17554                 | 483.30                           | 435.80                              | 0.09827                   | 0.90173                        |
| 60                     | 333                     | 1725.01  | 51.709   | 0.029976         | 9.98201                  | 552.20                           | 496.88                              | 0.10018                   | 0.89982                        |
| 65                     | 338                     | 1998.87  | 57.913   | 0.028973         | 9.79287                  | 627.75                           | 563.64                              | 0.10211                   | 0.89789                        |
| 70                     | 343                     | 2304.90  | 64.576   | 0.028017         | 9.60983                  | 710.32                           | 636.40                              | 0.10406                   | 0.89594                        |
| 75                     | 348                     | 2645.41  | 71.709   | 0.027107         | 9.43324                  | 800.28                           | 715.44                              | 0.10601                   | 0.89399                        |
| 80                     | 353                     | 3022.79  | 79.327   | 0.026243         | 9.26378                  | 898.02                           | 801.08                              | 0.10794                   | 0.89206                        |
| 85                     | 358                     | 3439.53  | 87.457   | 0.025427         | 9.10287                  | 1004.08                          | 893.77                              | 0.10985                   | 0.89015                        |
| 90                     | 363                     | 3898.26  | 96.127   | 0.024659         | 8.95107                  | 1119.01                          | 994.00                              | 0.11172                   | 0.88828                        |
| 95                     | 368                     | 4401.81  | 105.392  | 0.023943         | 8.81102                  | 1243.78                          | 1102.62                             | 0.11349                   | 0.88651                        |
| 100                    | 373                     | 4953.30  | 115.313  | 0.023280         | 8.68344                  | 1379.34                          | 1220.49                             | 0.11516                   | 0.88484                        |
| 105                    | 378                     | 5556.23  | 125.987  | 0.022675         | 8.57115                  | 1527.23                          | 1349.05                             | 0.11667                   | 0.88333                        |
| 110                    | 383                     | 6214.63  | 137.523  | 0.022129         | 8.47541                  | 1689.13                          | 1489.83                             | 0.11799                   | 0.88201                        |

| 1   | 2                                  | 3                                      | 4   | 5                                  | 6                                      | 7   | 8   |
|---|------------------------------------|--|---|------------------------------------|--|---|---|
| Tem-<br>pera-<br>tur<br>Gel-<br>stus.<br><i>t</i> | Ge-<br>samt-<br>wärme.<br><i>X</i> | Diffe-<br>renz.<br>$q = \int_0^t c dt$ | Ver-<br>dampf-<br>ungs-<br>wärme.<br><i>r = X - q</i> | Diffe-<br>renz.<br><i>Apn = qv</i> | Dampf-<br>wärme.<br><i>J = X - Apn</i> | Innere<br>latente<br>Wärme.<br>$\delta = r - Apn$ | Werthe<br>von<br>$\frac{n}{r} = \left(\frac{r}{p}\right)^n$ |
| 0   | 91.00                              | 0.00                                   | 94.00   | 7.521                              | 86.48                                  | 86.48   | 1.2720  |
| 5   | 96.24                              | 2.24                                   | 2.65  | 0.42                               | 88.62                                  | 85.96   | 1.0292  |
| 10  | 98.44                              | 2.20                                   | 2.67  | 0.46                               | 90.72                                  | 85.40   | 0.8593  |
| 15  | 100.62                             | 2.18                                   | 2.68  | 0.50                               | 92.80                                  | 84.80   | 0.6896  |
| 20  | 102.78                             | 2.16                                   | 2.70  | 0.54                               | 94.86                                  | 84.16   | 0.5706  |
| 25  | 104.90                             | 2.12                                   | 2.71  | 0.59                               | 96.88                                  | 83.47   | 0.4753  |
| 30  | 107.00                             | 2.10                                   | 2.73  | 0.63                               | 98.89                                  | 82.75   | 0.3985  |
| 35  | 109.07                             | 2.07                                   | 2.74  | 0.67                               | 100.86                                 | 81.97   | 0.3362  |
| 40  | 111.11                             | 2.04                                   | 2.75  | 0.71                               | 102.81                                 | 81.18   | 0.2853  |
| 45  | 113.12                             | 2.01                                   | 2.77  | 0.76                               | 104.73                                 | 80.33   | 0.2435  |
| 50  | 115.11                             | 1.99                                   | 2.79  | 0.80                               | 106.64                                 | 79.45   | 0.2089  |
| 55  | 117.07                             | 1.96                                   | 2.80  | 0.84                               | 108.51                                 | 78.52   | 0.1802  |
| 60  | 119.00                             | 1.93                                   | 2.81  | 0.88                               | 110.37                                 | 77.57   | 0.1561  |
| 65  | 120.90                             | 1.90                                   | 2.83  | 0.93                               | 112.19                                 | 76.56   | 0.1358  |
| 70  | 122.78                             | 1.88                                   | 2.85  | 0.97                               | 114.01                                 | 75.53   | 0.1186  |
| 75  | 124.62                             | 1.84                                   | 2.86  | 1.02                               | 115.79                                 | 74.45   | 0.1041  |
| 80  | 126.44                             | 1.82                                   | 2.87  | 1.05                               | 117.56                                 | 73.35   | 0.0916  |
| 85  | 128.24                             | 1.80                                   | 2.89  | 1.09                               | 119.33                                 | 72.23   | 0.0808  |
| 90  | 130.00                             | 1.76                                   | 2.90  | 1.14                               | 121.06                                 | 71.06   | 0.0715  |
| 95  | 131.74                             | 1.74                                   | 2.92  | 1.18                               | 122.80                                 | 71.74   | 0.0634  |
| 100   | 133.44                             | 1.70                                   | 2.94  | 1.24                               | 124.51                                 | 71.71   | 0.0562  |
| 105   | 135.12                             | 1.68                                   | 2.95  | 1.27                               | 126.22                                 | 71.71   | 0.0500  |
| 110   | 136.78                             | 1.66                                   | 2.96  | 1.30                               | 127.93                                 | 71.71   | 0.0444  |
| 115   | 138.40                             | 1.62                                   | 2.98  | 1.36                               | 129.63                                 | 71.70   | 0.0394  |
| 120   | 140.00                             | 1.60                                   | 2.99  | 1.39                               | 131.35                                 | 71.72   | 0.0350  |

Tabelle II für gesättigte Aetherdämpfe.

Reihe von Dampfarten als Funktionen der Temperatur gegeben worden.

In der letzten Abhandlung habe ich für 7 verschiedene Dämpfe die Temperaturfunktion (1) bestimmt und gezeigt, dass für solche Dämpfe, die sich bei der Expansion und Compression in der oben angedeuteten Art wie Wasserdampf verhalten, für die zulässigen Temperaturen der Werth  $F(t)$  negativ ausfällt, und dass man nur bei Aetherdampf auf einen positiven Werth gelangt. Das Vorzeichen des Werthes von  $F(t)$  ist es, welches entscheidet, mit welcher Art von Dampf man es in einem gegebenen Falle zu thun hat.

Führt man nun aber in Gl. (1) die Verdampfungswärme

$$r = X - q$$

ein und berücksichtigt, dass dieser Beziehung zwischen den drei Wärmemengen gemäss

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \frac{dX}{dt} - \frac{dq}{dt} \\ &= \frac{dX}{dt} - c \end{aligned}$$

ist, so ergibt sich statt Gl. (1) auch

$$F(t) = \left( \frac{dr}{dt} + c - \frac{r}{T} \right) T \quad (3)$$

Man erkennt hieraus, dass das Vorzeichen des in der Klammer stehenden Ausdruckes, der mit  $h$  bezeichnet werden mag, in gleicher Art die vorgelegte Frage entscheidet. Diese Temperaturfunktion

$$h = \frac{dr}{dt} + c - \frac{r}{T}$$

hat aber Clausius schon in seiner ersten Abhandlung über die Wärme in Poggendorff's Annalen Band 79,

S. 521, 1850 gegeben, und Clausius hat dort schon bestimmt ausgesprochen, dass sich der Wasserdampf bei der Expansion niederschlage, weil für diesen Dampf der Werth von  $h$  negativ sei. Der Zusammenhang der Clausius'schen Temperaturfunktion  $h$  mit der von mir mit  $F(t)$  bezeichneten, ist mir früher entgangen, ich habe es daher für Pflicht gehalten, hier nachträglich auf diesen Zusammenhang hinzuweisen und meinem verehrten Freunde selbst die Priorität hinsichtlich dieser charakteristischen Temperaturfunktion zu wahren.

Aus der Gleichung

$$F(t) = hT$$

geht hervor, dass man für die verschiedenen Dampfarten die Clausius'sche Funktion erhält, wenn man die einzelnen Formeln, die ich in der letzten Abhandlung S. 77 für die Dämpfe von Wasser, Aether, Schwefelkohlenstoff, Chlorkohlenstoff, Chloroform, Aceton und Benzin gegeben habe, durch die absolute Temperatur  $T$  dividirt.

Nach dieser Abschweifung gehe ich nun darauf über, die Entstehung der im Vorhergehenden gegebenen beiden Tabellen für gesättigte Aetherdämpfe darzulegen.

Die erste Columne der Tab. I. giebt die Temperatur  $t$  nach Celsius von 5 zu 5 Grad fortschreitend und Col. 2 die absolute Temperatur  $T$ , die sich bekanntlich aus der Gleichung

$$T = 273 + t$$

berechnet.

Die 3. Columne enthält die Regnault'schen Werthe für die Spannung des gesättigten Aetherdampfes bei den betreffenden Temperaturen und zwar ist die Spannung



gemessen in Millimeter Quecksilbersäule. Regnault hat diese Werthe nach der empirischen Formel

$$\log_{10} p = a + b \alpha^{\tau} - c \beta^{\tau} \quad (4)$$

berechnet, in welcher Formel  $\tau = 20 + t$  ist und für die Constanten folgende Werthe eingesetzt wurden:

$$\begin{array}{ll} a = 5,0286298 & \log_{10} \alpha = 0,0145775 \\ b = 0,0002284 & \log_{10} \beta = 0,9968777 - 1 \\ c = 3,1906390 & \end{array}$$

Differentiirt man diese Gleichung, so ergibt sich folgende Formel:

$$\frac{dp}{p dt} = m \alpha^{\tau} - n \beta^{\tau} \quad (5)$$

in welcher die Grössen  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\tau$  die eben gegebene Bedeutung haben und die Constanten

$$\begin{array}{l} m = 0,0000033295 \text{ und} \\ n = 0,00996213 \end{array}$$

einzusetzen sind.

Nach dieser letzten Gleichung sind die Werthe der 5. Columnne berechnet.

Multiplicirt man jeden Werth dieser Columnne mit dem zugehörigen Werthe von  $p$ , so ergeben sich die einzelnen Werthe des Differentialquotienten:

$$\frac{dp}{dt}$$

in Millimeter Quecksilbersäule (Col. 4).

Multiplicirt man hingegen die gleichen Werthe mit der zugehörigen absoluten Temperatur  $T$ , so folgen die Werthe der Columnne 6, welche nach den Lehren der mechanischen Wärmetheorie eine wichtige Bedeutung haben, die ich unten hervorheben werde.

Bezeichnet  $v$  das Volumen der Gewichtseinheit Dampf und  $w$  das Volumen der Gewichtseinheit Flüs-

sigkeit von gleicher Temperatur und führt man für die Differenz  $v - w$  den Buchstaben  $u$  ein; bezeichnet fernerhin  $r$  die sogenannte Verdampfungswärme, d. h. die Wärmemenge, die der Gewichtseinheit Flüssigkeit von der Temperatur  $t$  von aussen zugeführt werden muss, um sie unter constantem Drucke in Dampf von gleicher Temperatur zu verwandeln, so besteht, wie Clausius zuerst gezeigt hat, für jeden Dampf die Beziehung:

$$\frac{r}{u} = AT \frac{dp}{dt} \quad (6)$$

In dieser Gleichung bedeutet  $A$  das Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit ( $\frac{1}{424}$ ) und der Druck  $p$  ist in Kilogrammen pro Quadratmeter einzusetzen.

Die Columnen 7 enthält die Werthe von  $\frac{r}{u}$ ; welche Werthe bei solchen Dämpfen, bei denen das spez. Volumen  $w$  der Flüssigkeit gegen das spez. Volumen  $v$  des Dampfes vernachlässigt, d. h. bei denen näherungsweise  $v = u$  gesetzt werden kann, eine eigenthümliche Bedeutung haben; sie stellen nämlich dann die Verdampfungswärme der Volumeneinheit Dampf dar.

Verwandelt man die Gewichtseinheit Flüssigkeit von gewisser Temperatur  $t$  unter constantem Drucke in Dampf von gleicher Temperatur, was die Zuleitung der Wärmemenge  $r$  erfordert, so wird die Wärmemenge

$$Apu$$

zu Arbeit verbraucht und der Rest der zugeführten Wärme  $r$ , den ich mit  $q$  bezeichne und die innere latente Wärme nenne, bleibt im Dampfe zurück; es ist daher

und hiernach 
$$\varrho = r - A p u \quad (7)$$

$$\frac{\varrho}{u} = \frac{r}{u} - A p \quad (8)$$

Columnne 8 der Tabelle I enthält die entsprechenden Werthe, die wiederum die innere latente Wärme der Volumeneinheit Dampf darstellen, bei solchen Dämpfen, bei denen (wie bei Wasserdampf) die Grössen  $v$  und  $u$  nahezu gleich sind.

Ich habe schon mehrfach Gelegenheit gehabt, darauf hinzuweisen, welche wichtige Rolle gerade die Werthe von  $\frac{\varrho}{u}$  in der mechanischen Wärmetheorie spielen.

Dividirt man die Gleichung (6) auf beiden Seiten durch  $A p$  so folgt:

$$\frac{r}{A p u} = T \frac{d p}{p d t}$$

und die Werthe dieses Verhältnisses der Verdampfungswärme  $r$  zu der Wärmemenge  $A p u$ , die bei der Verdampfung unter constantem Drucke zu Arbeit verbraucht wird, sind in Columnne 6 enthalten.

Die umgekehrten Werthe dieses Verhältnisses bezeichne ich mit  $\varphi$ , setze also

$$\frac{A p u}{r} = \varphi \quad (9)$$

und erhalte dann aus Gleichung (7), wenn ich alle Glieder mit  $r$  dividire

$$\frac{\varrho}{r} = 1 - \varphi \quad (10)$$

Die Columnen 9 und 10 der Tab. I geben die Werthe von  $\varphi$  und  $1 - \varphi$ ; die letztere Grösse ist das Verhältniss der innern latenten Wärme  $\varrho$  zur Verdampfungswärme  $r$ .

Wie aus Vorstehendem zu ersehen ist, sind alle Werthe dieser Tabelle I gewonnen worden aus den Versuchsergebnissen Regnault's über die Spannung des gesättigten Aetherdampfes bei verschiedenen Temperaturen; anders ist es mit den Werthen der Tab. II, auf deren Betrachtung nun eingegangen werden soll.

Die Columnne 2 enthält zunächst die Werthe der Gesamtwärme des gesättigten Aetherdampfes für die in Columnne 1 angegebenen Temperaturen. Die Gesamtwärme  $X$ , d. h. die Wärmemenge, die der Gewichtseinheit flüssigem Aether von  $0^\circ$  Temperatur zugeführt werden muss, um sie bei constantem, der Temperatur  $t$  entsprechendem Dampfdruck, in Dampf überzuführen, ist nach Regnault's Angabe nach der Formel:

$$X = 94,00 + 0,4500 t - 0,00055556 t^2 \quad (11)$$

berechnet.

Die Columnne 3 gibt die Wärmemenge  $q$ , die hierbei erforderlich ist, den flüssigen Aether zunächst von  $0^\circ$  auf  $t^\circ$  zu erwärmen, berechnet nach Regnault's Formel:

$$\dot{q} = 0,5289977 t + 0,00029587 t^2 \quad (12)$$

Die Verdampfungswärme  $r$ , die dann während der Verdampfung zuzuführen ist, beträgt

$$r = X - q$$

und ist in Columnne 4 enthalten. Bei diesem Vorgange wird, wie oben hervorgehoben wurde, die Wärmemenge  $A_{pu}$  zu äusserer Arbeit verbraucht; die Werthe, die für diese Wärmemenge in Columnne 5 angegeben sind, wurden mit Hülfe der Gleichung (9) gefunden, da  $r$  nach Columnne 4 und  $\varphi$  nach Columnne 9 der Tabelle I bekannt ist.

Subtrahirt man  $A_{pu}$  von der Gesamtwärme  $X$ , so bleibt die sogenannte Dampfwärme  $J$  (Columnne 6) übrig; subtrahirt man hingegen den gleichen Werth von der Verdampfungswärme  $r$ , so folgt die innere latente Wärme  $q$  (Columnne 7). Die Dampfwärme  $J$  ist diejenige Wärmemenge, welche bei  $t^\circ$  mehr im Dampfe als im Wasser von  $0^\circ$  enthalten ist, während die innere latente Wärme den Mehrbetrag an Wärme im Dampfe über die im Wasser von gleicher Temperatur enthaltene angiebt.

Die Columnne 8 gibt endlich noch die Werthe von  $u$ , dadurch genommen, dass ich die Verdampfungswärme  $r$  durch das Verhältniss  $\frac{r}{u}$  in Columnne 7 der Tabelle I dividirte. Der Werth  $u$  stellt, wie erwähnt, die Differenz zwischen dem spez. Volumen  $v$  des Dampfes und dem spez. Volumen  $w$  des flüssigen Aethers von gleicher Temperatur dar.

Wäre der letztere Werth für verschiedene Temperaturen und für den zugehörigen Dampfdruck bekannt, so liesse sich das spez. Volumen  $v$  der Aetherdämpfe nach der Formel

$$v = u + w$$

berechnen und umgekehrt erhielte man die Dichtigkeit  $\gamma$ , d. h. das Gewicht von einem Cubikmeter Dampf in Kilogrammen durch die Formel

$$\gamma = \frac{1}{v}.$$

Die bis jetzt bekannt gewordenen Versuche über das spez. Gewicht des flüssigen Aethers führen nicht auf den Werth des spez. Volumens, da bei den Versuchen der Aether unter atmosphärischem und nicht

unter demjenigen Dampfdrucke stand, der der angegebenen Temperatur entspricht.

Das spez. Gewicht des flüssigen Aethers giebt

Kopp 0,736 bei  $0^{\circ}$  C.

und 0,729 bei  $7^{\circ}$  C.

hingegen Gay-Lussac 0,712 bei  $25^{\circ}$  C.

Wären alle Werthe richtig, so müsste man auf ziemlich starke Aenderungen im spez. Gewicht mit der Temperatur schliessen und ferner annehmen, dass die Veränderungen noch stärker ausfallen würden, wenn der Aether gleichzeitig dem der Temperatur zugehörigen veränderlichen Dampfdrucke ausgesetzt wäre. Aus den angegebenen Versuchen schliesse ich, dass man das spez. Volumen  $w$  des flüssigen Aethers innerhalb nicht zu entfernten Temperaturgrenzen zu

$$w = 0,00138$$

annehmen darf. Dieser Werth ist so klein, dass man bei Aether die in Columne 8 angegebenen Werthe von  $u$  bis zur Temperatur von  $35^{\circ}$  d. h. etwa bis zum Siedepunkte des Aethers ohne grossen Fehler als das Volumen  $v$  der Gewichtseinheit Aether betrachten darf.

Die einzelnen Columnen der beiden Tabellen würden, wenn ich sie mit den Tabellen vergleichen wollte, die ich früher schon für Wasserdämpfe \*) aufgestellt habe, zu einigen interessanten Schlüssen führen; ich unterlasse jedoch an diesem Orte solche Vergleiche, da ich später Gelegenheit haben werde, ausführlicher

---

\*) Grundzüge der mech. Wärmetheorie. Freiberg 1860.

Mousson, die Physik auf Grundlage der Erfahrung. Band 2. Nachtrag.

Wolf, Taschenbuch der Mathematik, Physik etc. S. 247.

darauf zurückzukommen, wenn ich in später folgenden Heften dieser Schriften, die übrigen auf andere Dämpfe bezüglichen Tabellen gegeben habe.

Nur auf einen Punkt will ich noch hinweisen. Die Differenzen der Werthe von  $A_{pu}$  (Columnne 5, Tab. II) nehmen, wie man bemerkt, entschieden mit wachsender Temperatur zu (wie bei Wasserdämpfen) und werden endlich bei  $100^\circ$  negativ, weil nämlich der Tabelle gemäss der Werth  $A_{pu}$  bei  $95^\circ$  ein Maximum ist. Möglich, dass sich der Aetherdampf wirklich so verhält; ich halte es aber nicht für wahrscheinlich, glaube vielmehr diese Erscheinung als ein Zeichen ansehen zu müssen, dass die Regnault'schen empirischen Formeln für die Wärmemenge  $X$  und  $q$  bei höheren Temperaturen, vielleicht schon von  $70$  bis  $80^\circ$  an, nicht mehr zuverlässig genug sind.

Man bemerkt ferner, dass für Temperaturen  $0^\circ$  bis  $35^\circ$  hin, die Differenzen der Werthe von  $A_{pu}$  nahezu constant sind (wie das auch bei Wasserdämpfen der Fall ist).

Man kann daraus schliessen, dass innerhalb dieser Grenzen der Werth  $A_{pu}$  der absoluten Temperatur  $T$  proportional gesetzt werden darf und zwar ergibt auch wirklich die Formel

$$A_{pu} = 0,02716 T$$

Werthe, die befriedigend mit denen der Tabelle übereinstimmen. (Zwischen  $0^\circ$  und  $35^\circ$ .)

Da nun, wie vorhin erwähnt wurde, innerhalb der gleichen Grenzen statt  $u$  unbedenklich das spez. Volumen  $v$  des Dampfes eingesetzt werden darf, so findet sich, wenn ich noch den Werth von  $A$  substituire:

$$pv = 11,516 T$$

Für atmosphärische Luft ist hingegen, wenn ich Spannung, absolute Temperatur und spez. Volumen für dieselbe resp. mit  $p_1$ ,  $T_1$  und  $v_1$  bezeichne:

$$p_1 v_1 = 29,272 T_1$$

Für gleichen Druck und gleiche Temperatur ergibt die Division der beiden letzten Gleichungen

$$\frac{v_1}{v} = 2,542$$

Dieser Werth bedeutet aber nichts Anderes, als das mittlere spezifische Gewicht des gesättigten Aetherdampfes in Hinsicht der atmosphärischen Luft; der Werth gilt aber nur für die Temperatur von  $0^\circ$  bis  $35^\circ$ ; im Allgemeinen ändert sich das spez. Gewicht des Aetherdampfes, wie dasjenige des Wasserdampfes, langsam mit der Temperatur.

Nach Gay-Lussac nimmt man bekanntlich das spez. Gewicht des Aetherdampfes

$$2,586$$

an, also mit unserm Werthe nahe übereinstimmend.

Zürich, den 22. Juni 1863.

---