

## Werk

**Titel:** Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften mit Einschluss ihrer Anwendungen

**Jahr:** 1903

**Kollektion:** Mathematica

**Digitalisiert:** Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

**Werk Id:** PPN360709532

**PURL:** <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN360709532>

**OPAC:** <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=360709532>

**LOG Id:** LOG\_0461

**LOG Titel:** 87. Die Verdampfungswärme

**LOG Typ:** chapter

## Übergeordnetes Werk

**Werk Id:** PPN360504019

**PURL:** <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN360504019>

**OPAC:** <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=360504019>

## Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain there Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

## Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen  
Georg-August-Universität Göttingen  
Platz der Göttinger Sieben 1  
37073 Göttingen  
Germany  
Email: [gdz@sub.uni-goettingen.de](mailto:gdz@sub.uni-goettingen.de)

ab <sup>1037</sup>). Eine Gleichung dieser Form kann nach *Traube* (vergl. Nr. 74g) auch auf den Metallzustand angewendet werden <sup>1038</sup>).

87. Die Verdampfungswärme. a) Die Verdampfungswärme <sup>1039</sup>) kann

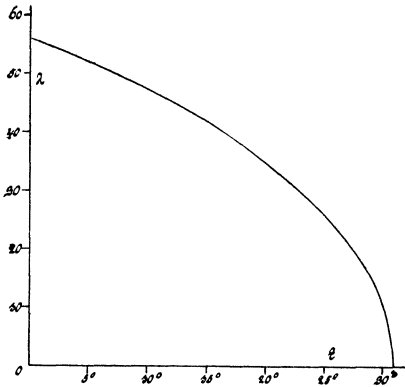


Fig. 76.

im *s, v*- oder im *u, s*-Diagramm der Konnodale, wenn bei den verschiedenen Temperaturen die Konnoden angegeben sind (Fig. 37 und 38), sofort abgelesen werden <sup>1040</sup>). Fig 76 stellt die Abhängigkeit derselben von *T* für einen normalen Stoff dar <sup>1041</sup>) <sup>1042</sup>).

*Regnault* <sup>1043</sup>) fasste seine Beobachtungsergebnisse in Formeln der Art

$$\lambda = \lambda_0 + l_1 t + l_2 t^2 \quad (162)$$

1037) Vergl. auch *W. C. Röntgen* und *J. Schneider*, Ann. Phys. Chem. 29 (1886), p. 213.

1038) Die Konstante der *Traube*'schen Gl. (125) ist aber etwa dreimal so gross, als Gl. (161) entspricht.

1039) Wenn genügend genaue Messungen dieser Grösse nicht vorliegen, wird dieselbe meistens mittels der *Clapeyron-Clausius*'schen Gleichung, Gl. (107), aus Messungen von  $p_{\text{koex}}$ ,  $v_{\text{vap}}$  und  $v_{\text{liq}}$  abgeleitet. Für viele Fälle kann beim Siedepunkt Gl. (107) genügend genau durch  $\lambda = RT^2 \frac{d \ln p_{\text{koex}}}{dT}$  ersetzt werden. *Nernst* [c] p. 64 integriert dieselbe zwischen zwei nicht viel verschiedenen Temperaturen  $T_1$  und  $T_2$ , indem er dabei  $\lambda$  konst. ansetzt, zu  $\lambda = \frac{RT_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{p_{\text{koex}_2}}{p_{\text{koex}_1}}$ .

Für die Bedeutung der Messungen von  $\lambda$  bei tiefen Temperaturen für die Festlegung der absoluten Temperaturskala vergl. Nr. 82a.

1040) Vergl. *C. Dieterici*, Ann. d. Phys. (4) 25 (1908), p. 569, und Fussn. 699.

1041) *E. Mathias* [a] für  $\text{CO}_2$  entlehnt.

1042) Den Einfluss von Oberflächenkrümmung auf Verdampfungswärme: *Houllé-vigue*, J. de phys. (3) 5 (1896), p. 159, von elektrischer Ladung: *Fontaine*, J. de phys. (3) 6 (1897), p. 16.

1043) *V. Regnault*. Mém. de l'Inst. 21 (1847), p. 635, 26 (1862), p. 761, 37 II (1870), p. 925, Ann. chim. phys. (4) 24 (1871), p. 375. Vergl. *E. Mathias* [a].

*Regnault* beobachtete direkt die Gesamtwärme des Dampfes  $\int_0^t \gamma_{\text{liq}} dt + \lambda$  und

brauchte also zur Ableitung von  $\lambda$  die Kenntnis von  $\gamma_{\text{liq}}$ , die seinerzeit nicht einwandfrei war, vergl. besonders auch *J. Bosscha*, Amsterdam Akad. Versl. April 1893. Seine Beobachtungen sind später wiederholt durch genauere Formeln als die von *Regnault* selbst gegebenen dargestellt. So für Wasser von *Starkweather*, Amer.

zusammen <sup>1044</sup>). Die Tatsache <sup>1045</sup>), dass bei  $T_k$  ausser  $\lambda = 0$  auch  $\frac{d\lambda}{dT} = -\infty$ , wurde berücksichtigt in der Formel von *Cailletet* und *Mathias* <sup>1046</sup>)

$$\lambda^2 = l_1 (T_k - T) - l_2 (T_k - T)^2. \quad (163)$$

Diese Formel ist jedoch von den Autoren nur für höhere reduzierte Temperaturen bestimmt, auf niedrige  $T$  extrapoliert würde dieselbe z. B. für  $\text{CO}_2$  ein Maximum geben. Letzterem Verlauf widerspricht, dass *Kuenen* und *Robson* <sup>1047</sup>) nicht nur kein Maximum <sup>1048</sup>), sondern sogar bei niedrigen Temperaturen wieder ein stärkeres nach oben Wenden der Kurve fanden.

Die von *Thiesen* <sup>1049</sup>) aufgestellte Gleichung

$$\lambda = l (T_k - T)^{1/3} \quad (164)$$

kann als erstes Glied in der Entwicklung in der Umgebung von  $T_k$  aus Gl. (156) abgeleitet werden <sup>1050</sup>).

J. of Sc. (4) 7 (1899), p. 13 [vergl. auch Fussn. 1049 und *Arthur W. Smith*, Phys. Rev. 25 (1907), p. 144].

1044) Für mittlere Temperaturen ist (vergl. Fig. 76) über ein ziemlich ausgedehntes Temperaturgebiet  $\lambda$  als linear von  $T$  abhängig zu betrachten, vergl. Fussn. 1019. *O. Pilling*, Physik. ZS. 10 (1909), p. 162 fand über ein beschränktes Temperaturgebiet  $\lambda T^{1/2} = \text{konst.}$

1045) Dieselbe folgt nach Gl. (107) aus der entsprechenden Eigenschaft von  $v_{\text{vap}} - v_{\text{liq}}$ , die (vergl. Nr. 24 und 86b) genügend begründet ist, wodurch die Einwände von *Traube*, Ann. d. Phys. (4) 5 (1901), p. 548, 8 (1902), p. 267, Physik. ZS. 4 (1902), p. 569, vergl. auch *Mathias*, J. de phys. (4) 4 (1905), p. 733, Paris C. R. 140 (1905), p. 1174, hinfällig werden.

1046) *L. Cailletet* und *E. Mathias*. J. de phys. (2) 5 (1886), p. 549, (2) 6 (1887), p. 414, Paris C. R. 102 (1886), p. 1202, 104 (1887), p. 1563. Die Entwicklung von  $v_{\text{vap}} - v_{\text{liq}}$  nach Potenzen von  $(T_k - T)^{1/2}$  (vergl. Fussn. 1013) gibt in die *Clapeyron-Clausius*'sche Gleichung eingeführt eine Entwicklung von  $\lambda$  ebenfalls nach Potenzen von  $(T_k - T)^{1/2}$ .

1047) *J. P. Kuenen* und *W. G. Robson*. Phil. Mag. (6) 3 (1902), p. 622.

1048) Dagegen kann bei Stoffen, die im Flüssigkeitszustand mehr als im Dampfzustand assoziiert sind (vergl. Nr. 35c), weil bei denselben die Dissoziationswärme in die Verdampfungswärme eingeht, vergl. *Ph. A. Guye*, Arch. sc. phys. et nat. (3) 31 (1894), p. 38, ein Maximum auftreten: *W. Ramsay* und *S. Young*, J. chem. soc. 49 (1886), p. 790 für Essigsäure (vergl. Fussn. 1054), *K. Tsuruta*, Phil. Mag. (5) 35 (1893), p. 435 für HCl. Vergl. Fussn. 382. Vergl. auch c.

1049) *M. Thiesen*. Verh. d. physik. Ges. Berlin 16 (1897), p. 80. Nach Gl. (20) ist  $l_M T_k^{-2/3}$  für korrespondierende Stoffe gleich, und zwar findet *Thiesen* dafür 20. Für Wasser vergl. auch *F. Henning*, Ann. d. Phys. (4) 21 (1906), p. 849.

1050) *H. Crompton*, London Proc. Chem. Soc. 17 (1901), p. 61, findet annäherend  $\lambda = 2 R T \ln \frac{v_{\text{vap}}}{v_{\text{liq}}}$  (vergl. Fussn. 460); *Mills*, J. phys. chem. 8 (1904), p. 593,

b) Die *Trouton'sche Regel*<sup>1051)</sup>  $\frac{\lambda_M p=1}{T_{\text{koex } p=1}} = \text{konst.}$  für verschiedene,

dementsprechend in Gruppen zu ordnende Stoffe, ist als aus dem Korrespondenzgesetz Gl. (20), vergl. Fussn. 256, hervorgehend anzusehen, wenn man mit *Guldberg*<sup>1052)</sup> annimmt, dass der Einfluss des Unterschieds der Siedetemperaturen von korrespondierenden Temperaturen zu vernachlässigen ist, was nur der Fall sein wird, wenn die kritischen Drucke nicht zu verschieden sind.

*Nernst*<sup>1053)</sup> findet die *Trouton'sche* Konstante regelmässig mit der Siedetemperatur variierend und gibt als *revidierte Regel von Trouton*:

$$\frac{\lambda_M p=1}{T_{\text{koex } p=1}} = 9,5 \log T_{\text{koex } p=1} - 0,007 T_{\text{koex } p=1}. \quad (165)$$

prüft diese Beziehung, findet bei niedrigen  $t$  aber beträchtliche Abweichungen (vergl. Fussn. 1062). *W. C. McC. Lewis*, *Phil. Mag.* (6) 22 (1911), p. 268, prüft die Beziehung  $\lambda = T \alpha_{\text{pliq}/\rho_{\text{liq}}} \beta_{\text{Tliq}}$  für verschiedene nicht assoziierte Stoffe.

1051) *F. Trouton*, *Phil. Mag.* (5) 18 (1884), p. 54. Geprüft von *R. Schiff*, *Liebig's Ann.* 234 (1886), p. 338, *Miss D. Marshall* und *W. Ramsay*, *Phil. Mag.* (5) 41 (1896), p. 38, *D. Marshall*, *Paris C. R.* 122 (1896), p. 1333, *I. Traube*, *Berlin Ber.* 30 (1897), p. 265, 31 (1898), p. 1562, *L. Kahlenberg*, *J. phys. chem.* 5 (1901), p. 215, 284, *W. Kurbatoff*, *Chemiker Ztg.* 26 (1902), p. 780, *J. d. russ. phys. chem. Ges.* 35 (1903), p. 319 (referiert *Chem. Zentralbl.* 1903, 2, p. 323), *ZS. physik. Chem.* 43 (1903), p. 104, *J. Campbell Brown*, *J. chem. soc.* 83 (1903), p. 987, 87 (1905), p. 265, 89 (1906), p. 311, und besonders von *W. Louguinine*, *Paris C. R.* 119 (1894), p. 601, 645, 121 (1895), p. 556, 128 (1899), p. 366, 132 (1901), p. 88, *Ann. chim. phys.* (7) 7 (1896), p. 251, (7) 13 (1898), p. 289, (7) 26 (1902), p. 228, (7) 27 (1902), p. 105, und von *C. E. Linebarger*, *Amer. J. of Sc.* (3) 49 (1895), p. 380: Mittelwert der *Trouton'schen* Konstante 20,7; höhere Werte bei Alkoholen, Wasser, Azeton werden Dissoziation während der Verdampfung zugeschrieben, niedrige Werte bei Ameisensäure, Essigsäure einem Assoziationszustande, der bei der Verdampfung sich nicht überwiegend ändert, und der sich auch durch abnorme Dampfdichte zeigt. Es gehen im Allgemeinen mit diesen Abweichungen solche vom Temperaturkoeffizienten des Diameters (Nr. 85) und der molekularen Oberflächenenergie (Nr. 87b) zusammen, vergl. *Ph. A. Guye*, *Arch. sc. phys. et nat.* (3) 31 (1894), p. 38, *Louguinine*, l. c. Für eine Ausdehnung auf Dissoziationswärme vergl. *H. le Chatelier*, *Paris C. R.* 104 (1887), p. 356, *C. Matignon*, *Paris C. R.* 128 (1899), p. 103, *de Forcrand*, *Paris C. R.* 132 (1901), p. 879, *A. Bouzat*, *Ann. chim. phys.* (8) 4 (1905), p. 145, vergl. dazu *Nernst*, Fussn. 973. Vergl. auch *A. Findlay*, *ZS. physik. Chem.* 41 (1902), p. 28. *G. Ter Gazarian*, *Paris C. R.* 153 (1911), p. 871, 1071, vergleicht die Verdampfungswärmen verschiedener Stoffe bei gleichen Werten von  $T_k - T$ .

1052) *C. M. Guldberg*, *ZS. physik. Chem.* 5 (1890), p. 374.

1053) *W. Nernst* [c] p. 279. Vergl. auch *E. C. Bingham*, *J. Amer. Chem. Soc.* 28 (1906), p. 723. Eine andre Beziehung, in der  $p_k$  und  $T_k$  des Stoffes eingehen, gibt *I. W. Cederberg*, *ZS. physik. Chem.* 77 (1911), p. 498.

In soweit der Einfluss des Unterschiedes von  $T_{\text{koex } p=1}$  von übereinstimmenden Temperaturen auf den Wert von  $\lambda$  vernachlässigt werden kann und  $\dot{T}_{\text{koex } p=1}$  also als übereinstimmende Temperaturen anzusehen sind <sup>1054</sup>), gibt dieses wieder eine Abweichung vom Korrespondenzgesetz, die als eine Funktion von  $T_k$  aufgefasst werden kann (vergl. Nr. 65 und 34c).

*Darzens* <sup>1055</sup>) findet  $\frac{\lambda_M}{T}$  gruppenweise annähernd als dieselbe Funktion von  $t$ , und zwar die entsprechende Kurve von  $T_k$  mit vertikaler Tangente einer Parabel ähnlich anfangend, bei etwa  $t = 0,75$  einen Wendepunkt aufweisend und dann weiter sehr sanft nach oben gekrümmt <sup>1056</sup>) <sup>1057</sup>).

c) Wir haben die von *Nernst* für nicht zu hohen Werte von  $t$  in Beziehung zu seinem Wärmetheorem aufgestellte Formel für  $\lambda$  ihrer Bedeutung für die Dampfspannungsformel wegen schon in Nr. 83i behandelt. Nach derselben würde bei niedrigen Werten von  $T$ , und zwar solchen, bei denen  $\gamma_{\text{kond}}$  beträchtlich abgenommen hat (Nr. 74c),  $\lambda$  mit wachsendem  $T$  zunehmen und also ein Maximum von  $\lambda$  auftreten (vergl. a) <sup>1058</sup>).

d) Es setzt sich  $\lambda$  aus der inneren Verdampfungswärme  $\lambda_1$  und der äusseren Verdampfungsarbeit  $\lambda_e = p_{\text{koex}} (v_{\text{vap}} - v_{\text{liq}})$  zusammen. Letztere ist 0 bei  $T_k$ , erreicht ein Maximum, nach *van der Waals* für

1054) Sogar  $H_2$  gibt für  $t_{\text{koex } p=1}$  keinen sehr abweichenden Wert. Für  $H_2$  ergeben die Messungen der Verdampfungswärme  $\lambda_M/T_{\text{koex } p=1} = 11,0$ : *W. H. Keesom*, Hand. Ned. Nat. en Geneesk. Congr. 1914, p. 181.

1055) *G. Darzens*, Paris C. R. 124 (1897), p. 610, vergl. Fussn. 256 und Fussn. 690. Vergl. auch Nr. 65. Die von *Linebarger* <sup>1051</sup>) geprüfte *le Chatelier'sche*

Formel  $\frac{\lambda_M}{T} + 2 \log p_{\text{koex}} = \text{konst}$  für verschiedene Stoffe und bei verschiedenen Temperaturen, entspricht nur der Korrespondenz wenn  $p_k$  nicht zuviel verschieden ist. Ebenso die *Ramsay-* und *Young'schen* [Phil. Mag. (5) 20 (1885), p. 515, 21 (1886), p. 33, 135, 22 (1886), p. 33] Beziehungen:  $\frac{\lambda_M}{v_{\text{vap}} - v_{\text{liq}}}$  beim Siedepunkt =

konst., welche dann dem *van der Waals'schen* Satze  $\frac{\lambda_M}{p(v_{\text{vap}} - v_{\text{liq}})} = f(t)$  entspricht, und  $\left(\frac{\lambda}{v_{\text{vap}} - v_{\text{liq}}}\right)_{p_1} : \left(\frac{\lambda}{v_{\text{vap}} - v_{\text{liq}}}\right)_{p_2} = \text{konst.}$  für verschiedene Stoffe bei denselben  $p_1$  und  $p_2$ . Vergl. auch *S. A. Moss*, Phys. Rev. 25 (1907), p. 453.

1056) Die grösseren Divergenzen beim Annähern an den Schmelzpunkt wären der Assoziation zuzuschreiben.

1057) *D. Tyver*, Phil. Mag. (6) 20 (1910), p. 522, prüft die Beziehung  $\lambda_M v_{\text{liq}}^{-1/3} = \text{konst.}$  für verschiedene Stoffe beim Siedepunkt.

1058) Eine Andeutung für dieses Verhalten liegt bei Helium vor.

934 V 10. *H. Kamerlingh Onnes* und *W. H. Keesom*. Die Zustandsgleichung. verschiedene Stoffe bei demselben  $t$ , und zwar 0,77 nach *Dieterici* <sup>1059</sup>), und kann von etwa  $t = 0,5$  ab gleich  $RT$  gesetzt werden.

In der Beziehung

$$\lambda_i = A_B (\rho_{\text{liq}} - \rho_{\text{vap}}) \quad (166)$$

wurde von *Bakker* <sup>1060</sup>) und *Mathias* <sup>1064</sup>)  $A_B$  annäherend konstant gefunden. Es kann aber nach Nr. 47, 48, 49 nicht  $A_B = a_w - T \frac{\partial a_w}{\partial T}$ , wie folgen würde, wenn  $b_w$  und  $R_w$  unabhängig von  $T$ ,  $a_w - T \frac{\partial a_w}{\partial T}$  unabhängig von  $v$  wären, viel weniger  $A_B = a_w$  [Gl. (13)] gesetzt werden (vergl. *e*) <sup>1062</sup>).

Eine der *Trouton*'schen Regel für die totale Verdampfungswärme analoge, für die innere Verdampfungswärme:  $\frac{\lambda_{iM}}{T_{\text{koex}} p = 1} = \text{konst.}$  wurde ausgesprochen von *de Heen* <sup>1063</sup>) <sup>1064</sup>).

*e*) Die *van der Waals*'sche Hauptzustandsgleichung mit konstanten  $a_w$ ,  $b_w$ ,  $R_w$  liefert Werte für  $\lambda_i$ , die etwa  $\frac{2}{3}$  der wirklichen sind <sup>1065</sup>).

1059) *C. Dieterici*. Ann. d. Phys. (4) 6 (1901), p. 861. *S. Meyer*, Ann. d. Phys. (4) 7 (1902), p. 937, Wien. Sitz.-Ber. [2 a] 111 (1902), p. 305, und *P. Ritter*, Wien Sitz.-Ber. [2 a] 111 (1902), p. 1046, finden 0,70 aus der *van der Waals*'schen Hauptzustandsgleichung mit konstanten  $a_w$ ,  $b_w$ ,  $R_w$ .

1060) *G. Bakker*, Fussn. 232, ZS. physik. Chem. 12 (1893), p. 670. Eine andre Beziehung vergl. *Mills*, Fussn. 542. *A. Batschinski*, Ann. d. Phys. (4) 14 (1904), p. 307, fand angenähert über ein beschränktes Temperaturgebiet  $\lambda_i: (\rho_{\text{liq}}^2 - \rho_{\text{vap}}^2) = \text{konst.}$  Vergl. auch *R. D. Kleeman*, Phil. Mag. (6) 20 (1910), p. 665 und *Thorkell Thorkelsson*, Physik. ZS. 12 (1911), p. 633. *W. Steinhau*, Diss. Kiel 1910, findet  $\lambda_i = A_s (\rho_{\text{liq}} - \rho_{\text{vap}}) + B_s (T_k - T)$ .

1064) *E. Mathias* [a]. Vergl. auch *A. Schukarew*, Fussn. 699.

1062) *Dieterici*, Fussn. 1040, Ann. d. Phys. (4) 35 (1911), p. 220, findet  $\lambda_i = c RT \ln \frac{v_{\text{vap}}}{v_{\text{liq}}}$ , wo  $c$  nach dem Korrespondenzgesetz für verschiedene Stoffe gleich ist.

Derselbe bringt in letztgenannter Arbeit  $c$  mit  $K_{4d}$  (Nr. 41) und der *Dieterici*'schen Beziehung Fussn. 460 in Verbindung. Vergl. auch *A. Richter*, Diss. Rostock 1908, *J. E. Mills*, J. Amer. Chem. Soc. 31 (1909), p. 1099; Phil. Mag. (6) 22 (1911), p. 84.

1063) *P. de Heen*. Bull. Acad. des Sc. Belgique (3) 9 (1885), p. 281. Vergl. auch *Pagliani*, Atti della R. Ac. dei Lincei (5) 3 (1894), p. 69.

1064) Für die *Stefan*'sche Theorie vergl. *J. P. Kuenen* [c] p. 124.

1065) *G. N. Lewis*, ZS. physik. Chem. 32 (1900), p. 364. *I. Traube*, Ann. d. Phys. (4) 8 (1902), p. 267, vergl. Fussn. 237. *W. Nernst* [c] p. 242. Vergl. auch *D. Konowaloff*, ZS. physik. Chem. 1 (1887), p. 39. *A. Batschinsky*, ZS. physik. Chem. 43 (1903), p. 369, geht aus von der *Clausius*'schen Modifikation Gl. (81), *W. Sutherland*, Phil. Mag. (5) 35 (1893), p. 211, 40 (1895), p. 1, 46 (1898), p. 345, von seiner eigenen, Nr. 51b.

Van der Waals<sup>1066</sup>) zeigt, dass die Annahme  $a_w = f(T)$  allein, und ebenso  $b_w = f(T)$  allein keine Verbesserung geben. Aus der Tatsache, dass die Einführung der Zustandsgleichung des Moleküls (Nr. 43) in die Hauptzustandsgleichung für  $t < 0,6$  annähernd richtige Werte für  $p_{koex}$  gibt (Nr. 83<sup>f</sup>), kann man schliessen, dass für  $t < 0,6$  auch die Verdampfungswärme durch die in dieser Weise erweiterte Zustandsgleichung annähernd richtig wiedergegeben wird.

88. Die spezifischen Wärmen der gesättigten Flüssigkeit und des gesättigten Dampfes. a) Mathias [d] fand bei seiner vollständigen kalorimetrischen Untersuchung (Bestimmung von  $\lambda$ ,  $\lambda_i$ ,  $\gamma_{liq}$  und  $\gamma_{vap}$ )

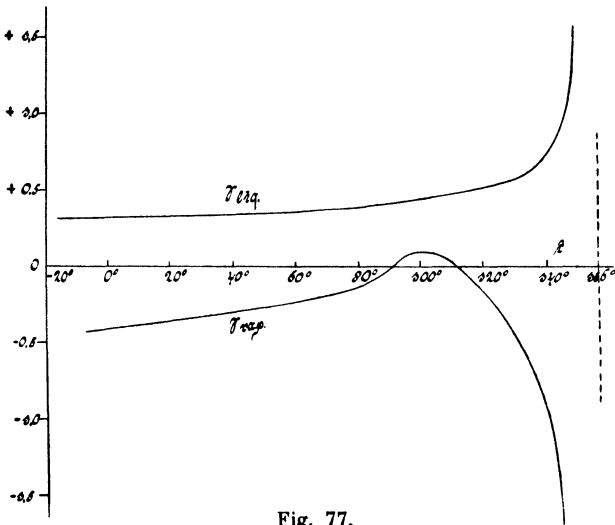


Fig. 77.

von  $SO_2$  die in Fig. 77 dargestellte Abhängigkeit von  $\gamma_{liq}$  und  $\gamma_{vap}$  von  $T$ . Aus

$$\gamma_{sat} = \gamma_v + T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \frac{d v_{sat}}{dT} \tag{167}$$

( $\gamma_{sat}$  bzw.  $v_{sat} = \gamma$  bzw.  $v$  für gesättigte Flüssigkeit oder Dampf) ergibt sich sogleich  $\gamma_{liq} = \infty$  bei  $T = T_k$ <sup>1067</sup>), ebenso  $\gamma_{vap} = -\infty$

1066) J. D. van der Waals [d] p. 76 u. f.

1067) Bewiesen von Raveau, J. de phys. (3) 1 (1892), p. 461. Vergl. P. Duhem, J. de phys. (3) 1 (1892), p. 470. Vergl. auch H. Monnory, J. de phys. (4) 5 (1906), p. 421.