**3. Über das Verhältnis
der spezifischen Wärmen der Gase und seine
Abhängigkeit von der Temperatur;
von Robert Fürstenau.**

(Aus der Gießener Inaugural-Dissertation 1908.)

Zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in Gasen und damit zugleich Ermittlung des Wertes für das Verhältnis der spezifischen Wärmen $k = c_p/c_v$ ist in neuerer Zeit mehrfach eine von Quincke angegebene Methode, die sogenannte *Interferenzmethode*, benutzt worden. Ihr Prinzip besteht im wesentlichen darin, daß in einem einseitig geschlossenen Rohr stehende Schallwellen durch Interferenz der direkt in das Rohr hineingesandten Wellen mit den von der Rückwand reflektierten erzeugt werden; mittels eines in dem „Interferenzrohr“ verschiebbaren, beiderseits offenen Hörrohres mißt man durch Einstellen auf die Tonminima die Länge λ der erzeugten Wellen, wohingegen die Schwingungszahl n der Schallquelle (Stimmgabel) durch eine der bekannten Methoden bestimmt wird. Aus diesen beiden Größen bestimmt sich die Schallgeschwindigkeit V in dem im Rohr befindlichen Gase aus der Gleichung $V = n \cdot \lambda$. In dieser Form hat Stevens¹⁾ die Methode benutzt, um die Schallgeschwindigkeit in Luft von Zimmertemperatur bis zu 950° zu bestimmen. Für das Verhältnis k der spezifischen Wärmen fand Stevens auf diese Weise in dem angegebenen Temperaturintervall eine Abnahme von ca. 7 Proz. Da es sich später herausstellte, daß einerseits die Temperaturmessungen infolge schlechter Beschaffenheit des zur Messung benutzten Thermo-elementes nicht genügende Gewähr für ihre Richtigkeit boten, andererseits jedoch überhaupt die Sicherheit der Messungen stark durch die Schwierigkeit beeinflußt wird, auf Tonminima mit genügender Schärfe einzustellen, wiederholte Kalähne²⁾

1) E. H. Stevens, Ann. d. Phys. 7. p. 285. 1902.

2) A. Kalähne, Ann. d. Phys. 11. p. 225. 1903; 20. p. 398. 1906.

die gleichen Messungen, indem er die Methode in gewisser Weise modifizierte. Statt eines offenen Hörrohres verwendete er einen verschiebbaren Stempel, während der Schall zur Beobachtung durch eine seitlich am Versuchsrohr angebrachte Öffnung mittels eines Kautschukschlauches zum Ohr geleitet wurde. Die Schallquelle bildete ein von einem Saitenunterbrecher auf bestimmter Tonhöhe gehaltenes Telephon, welches vor der Mündung des Versuchsrohres angebracht war; die von ihm erregten Schallwellen wurden von dem Stempel reflektiert, und durch Verschieben des Stempels konnte im Rohr Resonanz hergestellt werden derart, daß zwei bzw. drei Stellungen ihrer Lage nach festzustellen waren, bei denen ein Maximum der Tonstärke auftrat. Bei Verwendung dieser Methode, die man als „Resonanzmethode“ bezeichnen kann, erhielt Kalähne zwischen 0° und 700° in Luft eine Abnahme von k um ca. 0,4 Proz.

Von Buckendahl¹⁾ wurde die Stevenssche *Interferenzmethode* zur Untersuchung von Kohlensäure und Stickstoff verwendet, bei welchen beiden Gasen ebenfalls eine geringe Abnahme von k zwischen 0° und 1000° ermittelt wurde. Nun ist es, wie schon erwähnt, viel schwieriger und unsicherer, Tonminima zu beobachten als Maxima, auch scheinen gewisse subjektive, durch physiologische Momente bedingte Einflüsse sich bei der Interferenzmethode nicht vermeiden zu lassen; wenigstens klagen sowohl Stevens als auch Buckendahl darüber, daß die erreichbare Beobachtungsschärfe von Tag zu Tag wechselte, und daß vor allem die Stellung des Kopfes bei der Beobachtung einen nicht geringen Einfluß auf die Deutlichkeit der Beobachtung ausübte. Außerdem erscheint die Interferenzmethode in der benutzten Form als zur Untersuchung für andere Gase als Luft, nicht in hohem Maße geeignet, und zwar deshalb, weil das Interferenzrohr auf der Seite, von welcher der Schall eingeleitet wird, offen ist, und so der Meßraum, d. h. der Raum, in welchem sich die stehenden Wellen ausbilden, in direkter Verbindung mit der Atmosphäre steht. Aus diesem Grunde dürfte es auch bei größter Sorgfalt und Vorsicht doch wohl kaum möglich sein, zumal bei höheren

1) O. Buckendahl, Inaug.-Diss. Heidelberg 1906.

Temperaturen, bei denen Strömungen im Gase sich nicht vermeiden lassen, während der ganzen Dauer der Messungen unveränderliche Verhältnisse, vor allem in bezug auf Reinheit des Gases zu erzielen. Endlich ist auch bei der verwendeten Schwingungszahl der Stimmgabel (ca. 600) die Länge des Interferenzrohres notwendigerweise eine sehr große, was zur Folge hat, daß es schwierig ist, die zur Messung nötige Konstanz der Temperatur längs des ganzen Rohres während der Versuchsdauer zu erreichen. Aus allen diesen Gründen erschien es wünschenswert, die Versuche mit einer verbesserten Methode zu wiederholen, und zwar nicht die Interferenz-, sondern die „Resonanzmethode“ so umzugestalten, daß sie zur Messung der Schallgeschwindigkeit in beliebigen Gasen bei hohen Temperaturen brauchbar wurde. Im folgenden sollen nun die Methode in der ihr definitiv gegebenen Gestalt, sowie die mit ihr erhaltenen Resultate über die Veränderlichkeit von k mit der Temperatur in Luft, Kohlensäure, schwefliger Säure und Äthylchlorid mitgeteilt werden. Die Temperatur konnte, da ein Heizmantel aus Glas bestand, allerdings nur bis ca. 500° gesteigert werden.

I. Die Versuchsanordnung.

Bei der Wahl der Versuchsanordnung wurde vor allem darauf gesehen, vollkommen gasdicht abgeschlossene Räume für die Erzeugung und Ausmessung der Schallwellen zu verwenden, ferner darauf, durch zweckmäßige Ausgestaltung der Heizvorrichtungen die größtmögliche räumliche und zeitliche Temperaturkonstanz zu erreichen. Ferner erschien es nicht zweckmäßig, unter Verwendung eines Saitenunterbrechers neben der Wellenlängenmessung eine Bestimmung der Schwingungszahl vorzunehmen, da diese sich während der Versuchsdauer leicht, z. B. infolge Erwärmung der Saite durch den elektrischen Strom und dadurch bedingte Verlängerung und Entspannung ändern kann. Außerdem wäre es ein recht umständliches Verfahren, vor jeder Versuchsreihe, wie es exakt notwendig wäre, die Schwingungszahl des Unterbrechers zu ermitteln, zumal diese sich mit wechselnder Temperatur der Umgebung ändert, und es, wie sich bei den Messungen zeigte, vorteilhaft ist, mit verschiedenen Schwingungszahlen zu arbeiten. Es

wurde deshalb die Notwendigkeit einer Bestimmung der Schwingungszahl dadurch umgangen, daß ähnlich der bekannten Kundtschen Versuchsanordnung zur Ermittlung der Schallgeschwindigkeit mittels Staubfiguren in *zwei* Rohren Töne gleicher Schwingungszahl erzeugt wurden. Von diesen beiden Rohren wurde das eine (Kontrollrohr) auf Zimmertemperatur gehalten, während das andere (Meßrohr) bis auf die Temperatur, bei welcher die Schallgeschwindigkeit gemessen werden sollte, erhitzt wurde. Bei Füllung beider Rohre mit demselben Gase gilt dann, wenn t_2 die Temperatur des Meßrohres, t_1 die des Kontrollrohres ist, ferner k_2 und k_1 die Werte für das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei den genannten Temperaturen, λ_2 und λ_1 die dazu gehörigen Wellenlängen sind, und endlich α der Ausdehnungskoeffizient des betreffenden Gases ist, die einfache Beziehung

$$\frac{\lambda_2^2}{\lambda_1^2} = \frac{k_2}{k_1} \cdot \frac{(1 + \alpha t_2)}{(1 + \alpha t_1)}$$

oder

$$\frac{k_2}{k_1} = \frac{\lambda_2^2 (1 + \alpha t_1)}{\lambda_1^2 (1 + \alpha t_2)}.$$

In der Gleichung ist die Schwingungszahl n unter Benutzung der Beziehung $V = n \cdot \lambda$ herausgefallen. Ein weiterer Vorteil dieser Vergleichsmethode besteht darin, daß bei gleichen Abmessungen der beiden Rohre die Korrekturen, welche durch die Verzögerungen, die der Schall infolge Wärmeleitung, Reibung des Gases in den Röhren usw. erleidet, herausfällt, unter der Voraussetzung, daß die Kirchhoffsche¹⁾ Konstante γ , in welche die Koeffizienten der Wärmeleitfähigkeit und der inneren Reibung des Gases eingehen, keine Änderung mit der Temperatur erleidet.

Um für das untersuchte Gas endlich den Wert von k für Zimmertemperatur zu ermitteln, ist es nur nötig, eins der Rohre mit Luft, für welches der Wert von k hinlänglich genau bekannt ist, zu füllen, während das andere mit dem betreffenden Gase gefüllt wird. Ist dann bei der Temperatur t die Wellenlänge in Luft λ_1 , in dem betreffenden Gase λ_2 , ferner α_2 der Ausdehnungskoeffizient des letzteren, α_1 der für Luft, und

1) G. Kirchhoff, Pogg. Ann. **134**. p. 177. 1868.

sind k_1 und k_2 die entsprechenden Werte für das Verhältnis der spezifischen Wärmen, so erhält man k_2 aus der Beziehung:

$$k_2 = \frac{\lambda_2^2 (1 + \alpha_1 t) \cdot d_2}{\lambda_1^2 (1 + \alpha_2 t) \cdot d_1} \cdot k_1$$

(d_1 und d_2 : Dichte von Luft und dem betr. Gas bei 0°). Dadurch ist die Möglichkeit gegeben, wenn für Luft bei t^0 (z. B. bei Zimmertemperatur) der Wert von k als bekannt vorausgesetzt wird, mit Hilfe der Vergleichsmethode k zu ermitteln für ein beliebiges Gas bei beliebiger Temperatur.

Das Meßrohr.

Der eigentliche Meßraum, d. h. das Rohr, in welchem durch Verschieben des beweglichen Stempels Resonanz erzeugt werden sollte, wurde gebildet durch eine glasierte Porzellanröhre von einem inneren Durchmesser von 20 mm und einer Wandstärke von 4 mm; ihre Länge betrug 54 cm. In Fig. 1, welche einen Längsschnitt durch das vertikal angeordnete Meßrohr darstellt, ist diese Röhre mit a bezeichnet. Auf eine Länge von 42 cm wurde das Rohr vom oberen Ende aus mit einer Spirale aus Nickeldraht von 1 qmm Querschnitt bewickelt. Die Ganghöhe der Spirale betrug in der Mitte ca. 4 mm, an den Enden der Wickelung war sie, um die dort auftretenden Wärmeverluste auszugleichen, etwas geringer. Die Spirale lag in einer Schicht aus Mennige und Wasserglas, die eine Verschiebung der einzelnen Drahtwindungen gegeneinander wirksam verhinderte und sich auch bei der höchsten erreichten Temperatur von ca. 530° ausgezeichnet bewährte. Durch eine dünne Asbestschicht von der ersten Heizspirale isoliert, war eine zweite von gleichen Abmessungen auf das Rohr gewickelt und ebenfalls in eine Lage Mennigekitt eingebettet. Die beiden Spiralen, deren jede in kaltem Zustande einen Widerstand von ca. 1 Ohm besaß, waren hintereinander geschaltet; die Zuführungsdrähte l_1 und l_2 wurden isoliert durch runde Hartgummiklötze k_1 und k_2 durchgeführt, und die Bohrungen von außen her verkittet.

Das Porzellanrohr a wurde in seiner vertikalen Lage dadurch festgehalten, daß es eng in eine Messinghülse e von 4 cm Länge hineinpaßte, welche letztere auf den Boden g des

Heizspiralen bewickelt war, und die Wärmeleitung durch das Porzellan hindurch nach unten hin nur sehr langsam erfolgte.

Der Boden g des Meßrohres enthielt eine Reihe von Bohrungen für Zu- und Ableitung der Gase, Einleiten der Schallwellen usw. In der Figur sind i_1 und i_2 zwei Rohransätze, von denen der eine mit einer Wasserstrahlpumpe, der andere eventuell unter Zwischenschaltung des Kontrollrohres mit den Gasentwicklungsapparaten in Verbindung gesetzt werden konnte. Zum Einleiten des Schalles diente ein nach außen gebogenes Messingrohr p , auf welches ein Gehäuse s aufgeschraubt war. In diesem Gehäuse befand sich ein Telephon mit Membran r ; die Stromzuführungen waren in derselben Weise wie bei den Heizdrähten, durch Hartgummiklötze u_1 und u_2 durch die Wand des Gehäuses isoliert hindurchgeführt.

Endlich war in den Boden des Meßrohres ein Messingrohr f von 6 cm Länge eingeschraubt, welches als Führung für den verschiebbaren Stempel diente. Der Stempel selbst bestand aus einem 60 cm langen Porzellanrohr b von 3 mm innerem Durchmesser und 1 mm Wandstärke; dieses trug an seinem oberen Ende eine durchbohrte Porzellanscheibe c von 17 mm Durchmesser, so daß also zwischen Stempelscheibe und Porzellanrohr a auf jeder Seite ein Spielraum von 1,5 mm blieb. Über den Stempelschaft war ein Messingrohr d geschoben, dessen innerer Durchmesser ca. 1,5 mm größer war, als der äußere von b , und das genau in das Führungsrohr f hineinpaßte, so daß einerseits die Verschiebung vollkommen glatt und geräuschlos erfolgen konnte, andererseits gleichzeitig eine hinreichende Abdichtung bei f erzielt wurde. Zwischen Stempelschaft und Messingrohr d wurde die Abdichtung durch Mennigekitt herbeigeführt.

Zwischen b und d lagen, in ganz feine Glasröhrchen eingebettet, die beiden Drähte des Thermoelementes t , dessen Lötstelle unmittelbar hinter der Stempelscheibe angebracht war. Die Drähte sind der Übersichtlichkeit wegen in der Figur nur zum Teil gezeichnet, und zwar sind sie durch punktierte Linien angedeutet. Am unteren Ende des Stempelschaftes wurden sie folgendermaßen herausgeführt: Über das Ende des Schaftes wurde ein Stück Gummischlauch a_1 geschoben, und jeder Draht nach oben hin so umgebogen, daß

ein Kurzschluß durch das Messingrohr d hindurch unmöglich war. Über die Drähte wurde wiederum ein Gummischlauch o_2 geschoben, an den sich direkt der Hörschlauch anschloß.

Die Beobachtung des Schalles geschah somit durch die Bohrung des Stempelschaftes hindurch, wodurch natürlich die Anbringung eines seitlichen Rohransatzes, wie es von Kalähne ausgeführt war, überflüssig wurde. Die Deutlichkeit dieser Beobachtungsweise war außerordentlich groß und übertraf, wie bei Vorversuchen ermittelt wurde, die, welche bei Anbringung eines seitlichen Rohransatzes erreicht wurde, nicht unbeträchtlich.

Die Ablesung der Stempelstellung geschah mit Hilfe eines Index n und des vertikal parallel zum Stempel angebrachten Maßstabes m . Letzterer, sowie auch der für die Messungen am Kontrollrohr verwendete Maßstab, war an das Normalmeter des Institutes angeschlossen.

Um eine recht große Temperaturkonstanz zu erzielen, war auch das Umhüllungsrohr h des Meßrohres als elektrischer Ofen ausgebildet. Das Glasrohr war auf die der Länge des inneren Ofens entsprechende Strecke mit zwei Nickelspiralen

Fig. 2.

der gleichen Ganghöhe wie die der inneren bewickelt. Ihr Widerstand betrug kalt je 2,6 Ohm. Wie sich bei den Versuchen herausstellte, war es zweckmäßig, die innere Spirale des äußeren Ofens mit der unteren Hälfte der äußeren Spirale parallel zu schalten, und die obere Hälfte der äußeren Spirale stromlos zu lassen (vgl. vorstehendes Schaltungs-schema). Auf

diese Weise wurde eine sehr große Temperaturkonstanz erzielt. Um die Spiralen herum waren in der bei elektrischen Öfen üblichen Weise abwechselnd Asbestlagen und Luftschichten zur Herabsetzung der Strahlungsverluste usw. angeordnet.

Das Kontrollrohr.

Abgesehen von den geringen Änderungen, die sich aus der Verwendung des Kontrollrohres für die Vergleichsmessungen bei Zimmertemperatur ergaben, war dasselbe in genau derselben Weise und in denselben Abmessungen ausgeführt, wie das Meßrohr. Das ganze Rohr war horizontal angeordnet; in dem (inneren) Rohr, in welchem die Resonanz erzeugt wurde, und das aus Glas hergestellt war, bewegte sich der aus einer Messingröhre von 3 mm innerem Durchmesser bestehende Stempel, der an seinem vorderen Ende eine Messingscheibe von 17 mm Durchmesser trug. Der messingene Stempelschaft wurde in ganz derselben Weise wie beim Meßrohr durch ein ihn fest umschließendes, am Boden des Gefäßes außerhalb desselben angebrachtes Messingrohr in horizontaler Lage gehalten und bei der Verschiebung geführt. Auch das Telephon war in eben derselben Weise wie beim Meßrohr angebracht.

Heizung und Temperaturmessung.

Die Heizung des Meßrohres geschah von zwei gesonderten Akkumulatorenbatterien aus, deren eine mit den Heizspiralen im *Innern* des Rohres (Ofen I) verbunden war, während die andere den Strom für die auf das Umhüllungsrohr gewickelten Spiralen (Ofen II) lieferte. Zwischen jede Batterie und den zugehörigen Ofen war ein Amperemeter und eine Serie von Widerständen geschaltet. Die eigentliche Heizung des Meßraumes erfolgte durch den (inneren) Ofen I, an den eine Spannung von 72 Volt gelegt wurde; die benötigten Stromstärken waren verhältnismäßig gering, da der Ofen äußerst ökonomisch arbeitete. Die bei den verschiedenen Temperaturen verbrauchten Wattzahlen sind nachfolgend graphisch aufgetragen; wie man sieht, verbrauchte der Ofen bei ca. 500° nur ca. 380 Watt, d. h. die Belastung betrug bei 72 Volt wenig mehr als 5 Amp.

Der (äußere) Ofen II diente hauptsächlich dazu, die durch Strahlung hervorgerufenen Wärmeverluste zu ersetzen; die an ihn gelegte Spannung betrug je nach der Temperatur 12 bis 36 Volt bei 3—6 Amp. Stromstärke.

Fig. 3.

Die durch diese Art der Heizung erreichte Temperaturkonstanz war eine recht gute, besonders bei Füllung des Rohres mit schwefliger Säure und mit Chloräthyl, da in diesen wegen ihrer großen Dichte nur relativ kleine Wellenlängen auszumessen waren, so daß Temperaturkonstanz überhaupt nur auf eine Strecke von 15—20 cm erforderlich war. Bei den genannten beiden Gasen bestand in den ungünstigsten Fällen bei den höchsten Temperaturen (ca. 500°) im Rohr eine maximale Temperaturdifferenz von 3—5°, die jedoch durch wiederholtes Hin- und Herschieben des Stempels ausgeglichen werden konnte. Bis zu 300° konnte jedoch häufig von vornherein vollkommene Temperaturkonstanz längs der ganzen für die Messungen in Betracht kommenden Strecke des Rohres erzielt werden.

Nicht ganz so günstig lagen die Verhältnisse in Kohlensäure und vor allem in Luft. Es betrug jedoch die größte beobachtete Temperaturdifferenz bei 500° in Luft kaum 10°, und auch diese ließ sich auf die angegebene Weise durch Verschiebung des Stempels fast ganz beheben.

Die Messung der Temperatur geschah mit Hilfe eines von Siemens & Halske bezogenen Thermoelementes (vgl. oben) aus Silber-Konstantan von 2 m Länge. Es wurde zwischen 0 und 600° durch Vergleichung mit einem Thermoelement aus Eisen-Konstantan geeicht; die erhaltenen Werte stimmten bis auf $\pm 1^\circ$ mit denen der von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt beigegebenen Eich-tabelle überein, so daß das auf dieses bezogene, ebenfalls von Siemens & Halske gelieferte Galvanometer ohne weitere Anbringung einer Korrektur zur Ablesung benutzt werden konnte.

Das Galvanometer selbst war ein Drehspulinstrument mit Fadenaufhängung; es besaß zwei Skalen, auf denen direkt die Temperatur in Celsiusgraden abzulesen war, und deren eine für einen Meßbereich von 0—650°, die andere für einen Meßbereich von 0—1600° zu benutzen war. Die Temperatur ließ sich auf $\pm 1^\circ$ genau ablesen.

Die Zimmertemperatur, bzw. die Temperatur des Kontrollrohres, wurde festgestellt durch zwei Thermometer, deren Angaben kontrolliert waren, und die eine Ablesung auf $\pm 0,1^\circ$ gestatteten. Während der Versuchsdauer war nur hin und wieder eine zeitliche Änderung der Zimmertemperatur festzustellen, und sie betrug auch dann im höchsten Fall nur 0,2—0,3°.

Die Schallquelle.

Zur Erregung der beiden in der Beschreibung der Versuchsanordnung erwähnten Telephone wurde ein Saitenunterbrecher benutzt. Die schwingende Saite, die eine Länge von ca. 14 cm besaß, trug in der Mitte einen Platinstift, der in ein Gefäß mit Quecksilber unter Alkohol tauchte. Das Gefäß war in vertikaler Richtung mit Hilfe einer Mikrometerschraube verstellbar. Dicht neben dem Platinstift waren die Pole eines kleinen ringförmigen Elektromagneten angebracht, der aus drei Akkumulatorenzellen mit ca. 4 Amp. gespeist wurde. Die Saite wurde von dem Strom zweier Akkumulatorenzellen durchflossen, und zwar war die Schaltung derartig getroffen, daß die Saitenhälfte, welche sich im Magnetfelde befand, zusammen mit einem kleinen Regulierwiderstand einen Stromkreis für sich bildete, während die andere Saitenhälfte mit den beiden (zueinander parallel geschalteten) Telephonen hintereinander

geschaltet lag. Parallel zur Unterbrechungsstelle lag ein Plattenkondensator, welcher den Unterbrechungsfunken fast ganz beseitigte.

Die Schwingungszahl der Saite ließ sich durch eine Schraube, welche bei Drehung die Saite stärker oder schwächer spannte, in ziemlich weiten Grenzen regulieren. Es zeigte sich bald, daß eine bestimmte Wellenlänge die günstigsten Resultate in bezug auf Lautstärke bei der Beobachtung ergab. Durch Spannen und Entspannen der Saite ließ sich vor Beginn der Messungen meist eine „günstige Wellenlänge“ im Meßrohr herstellen, wodurch es ermöglicht wurde, auch bei hohen Temperaturen, bei denen die geringe Dichte der Gase eine Abschwächung der Tonstärke hervorruft, außerordentlich scharfe und deutliche Maxima zu erhalten. Der Einfluß der Wellenlänge auf die Schallstärke war so beträchtlich, daß sogar Schwingungszahlen des Saitenunterbrechers festgestellt werden konnten, bei denen eine Beobachtung wegen der geringen Schallintensität so gut wie unmöglich wurde. Wahrscheinlich hängt die Erscheinung mit Resonanzerscheinungen im Umhüllungsrohr zusammen.

Der Saitenunterbrecher erforderte, wenn die Höhe der Quecksilberoberfläche einmal mit genügender Genauigkeit eingestellt war, fast keine Wartung. Jedoch machten die von dem Unterbrecher direkt zum Ohr gelangenden Schallwellen, als ersterer im Beobachtungszimmer aufgebaut war, eine exakte Messung fast unmöglich, obgleich der Gehörgang des nicht zur Messung benutzten Ohres durch ein Antiphon vor Schallwellen geschützt wurde. (Bei Messungen am Kontrollrohr wurde ein doppelter Hörschlauch, ähnlich denen der Phonographen verwendet, so daß der Schall von beiden Ohren aufgenommen wurde.)

Auch als der Unterbrecher außerhalb des Beobachtungsraumes in einer Fensternische des Korridors aufgestellt wurde, störte doch noch der durch die Wände ins Zimmer geleitete schwache Schall die Beobachtungen besonders durch die auch von Stevens beschriebene Erscheinung, daß man je nach Stellung des Kopfes Anschwellen und Abnehmen des Tones vernahm. Es wurde deshalb nötig, den Unterbrecher weit vom Beobachtungszimmer entfernt, im Keller aufzustellen, so

daß direkte Schallwellen die Genauigkeit der Messung nicht mehr beeinflussen konnten.

Die Möglichkeit der Beseitigung dieses für die Beobachtungsschärfe recht wesentlichen Einflusses scheint mir ein erheblicher Vorteil gegenüber der Stevensschen Methode der Schallerzeugung mittels einer Stimmgabel zu sein, von der stets direkte Schallwellen zum Ohr gelangen, und alle die störenden Nebenerscheinungen, wie sie Stevens beschrieben hat, hervorrufen.

Von den beiden Telephonen wurden nur Schallwellen in das Innere der Rohre gesandt, direkte Schallwellen durch die Luft hindurch machten sich nie bemerkbar, zumal die beiden Telephongehäuse zwecks vollkommener Schalldämpfung mit Watte umwickelt und, durch die Watte von ihnen isoliert, in Stativklammern eingeklemmt waren.

Herstellung der Gase.

Die zur Messung benutzte Luft wurde mittels einer Wasserstrahlpumpe durch Kontrollrohr und Meßrohr hindurchgesaugt, nachdem sie eine Reihe von Waschflaschen mit konzentrierter Schwefelsäure und solche mit Kalilauge passiert hatte.

Die Kohlensäure wurde hergestellt durch Einwirkung von Salzsäure auf Marmor. Um einen lang anhaltenden Gasstrom von der nötigen Stärke erzeugen zu können, wurde anstatt eines Kippschen Apparates ein 50 cm hohes Standgefäß benutzt, in welches von oben her ein Glasszylinder hineinragte, der an seinem unteren Ende eine enge Öffnung besaß. Das Standgefäß wurde mit Salzsäure, der innere Zylinder mit Marmorstücken angefüllt. Der Kohlensäurestrom passierte drei Waschflaschen, die mit konzentrierter Schwefelsäure gefüllt waren und zwei mit Natriumkarbonat besetzte Glasröhren. Ehe die Kohlensäure, wie auch die anderen Gase, in die Rohre hineingelassen wurde, wurden diese mittels der Wasserstrahlpumpe evakuiert; dann wurde der Gasstrom eingelassen, der Hahn des Entwicklungsapparates geschlossen, die Rohre von neuem evakuiert, wiederum Gas eingelassen usw. Zum Schluß wurde längere Zeit hindurch ein konstanter Gasstrom durch die Rohre hindurchgesaugt, und endlich wurden sämtliche Verbindungen mit der Atmosphäre durch Quetschhähne ab-

geschlossen. Die an den Hörschläuchen angebrachten Quetschhähne wurden stets erst geöffnet, wenn der durchbohrte Hartgummistopfen, in welchen jeder Hörschlauch endigte, ins Ohr gesteckt war, so daß durch Diffusion keine Luft in die Rohre hineingelangen konnte. Bei einigen Messungen wurde außerdem als Abschluß für den Hörschlauch eine Gummimembran benutzt, die sich in einzelnen Fällen insofern von Vorteil erwies, als sie Nebengeräusche, wie sie manchmal auftraten, wirksam abdämpfte.

Um die in den Rohren vorhandene Luft gründlich herauszuspülen, wurde bei Kohlensäure, schwefliger Säure und Äthylchlorid die Gaszufuhr durch den Stempel hindurch bewerkstelligt, und zwar in der Weise, daß die Stempelscheibe sich dabei am unteren bzw. hinteren Ende der Rohre befand.

Die schweflige Säure wurde erhalten durch Auftropfen von verdünnter Schwefelsäure auf Natriumbisulfitlauge. Getrocknet wurde das Gas durch Überleiten über konzentrierte Schwefelsäure. Durch die Eigenschaft der schwefligen Säure, die Schleimhäute der Nase und der Luftwege außerordentlich stark zu reizen, war eine scharfe Kontrolle dafür gegeben, ob die an den Rohren befindlichen Abdichtungen usw. wirklich genügten. Es zeigte sich, daß auch bei den höchsten Temperaturen aus den Rohren kein Gas austrat.

Das Äthylchlorid, welches bis zu ca. 300° untersucht wurde, da oberhalb dieser Temperatur eine Zersetzung zu befürchten war, wurde in zugeschmolzenen Glaskolben von je 100 g Inhalt von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen. Eine Reinigung des Gases war unnötig; wie sich nach Verbrauch des Inhaltes zeigte, blieb in den Glasgefäßen kein Rückstand, ein Zeichen für die hohe Reinheit der Substanz.

Korrekturen.

Es ist schon gesagt worden (vgl. p. 738), daß die zur Berechnung von h bei der Meßtemperatur benutzte Gleichung nur unter der Bedingung Gültigkeit besitzt, daß die Konstante γ keine Änderung mit der Temperatur erleidet. Diese Voraussetzung trifft jedoch wahrscheinlich nicht genau zu. Näheres über die Größe der eventuellen Änderungen von γ mit der Temperatur ist nicht bekannt. Über die Größe von γ

selbst existieren eine Reihe von Untersuchungen¹⁾, deren übereinstimmendes Resultat darin besteht, daß die aus den Beobachtungen sich ergebenden Werte von γ weit größer als die theoretisch errechneten sind.

Bekanntlich lautet die Kirchhoffsche Formel, in welcher V die Schallgeschwindigkeit in freier Luft, v diejenige in einem Rohr vom Durchmesser $2r$ und n die Schwingungszahl des verwendeten Tones ist

$$v = \frac{V}{1 + \frac{\gamma}{2r\sqrt{\pi n}}}.$$

Man kann durch Kombination der Beobachtungen an zwei Rohren von verschiedenem Radius (r_1 und r_2) γ bestimmen aus der Gleichung

$$\gamma = \frac{r_1 \cdot r_2 (v_1 - v_2) \cdot 2\sqrt{\pi n}}{v_1 \cdot r_1 - v_2 \cdot r_2}.$$

Theoretisch läßt sich γ aus der Kirchhoffschen Gleichung berechnen:

$$\gamma = \sqrt{\mu} + \left(\frac{V}{b} - \frac{b}{V} \right) \sqrt{v},$$

wo

$$\mu = \frac{\text{Reibungskonstante}}{\text{Dichte}},$$

$$v = \frac{\text{Wärmeleitfähigkeit}}{\text{Dichte} \times \text{spez. Wärme bei konst. Volumen}}$$

ist und b den Newtonschen Wert der Schallgeschwindigkeit im freien Raum darstellt. Die mit Hilfe dieser Gleichung berechneten Werte von γ sind nun, wie gesagt, stets kleiner als die beobachteten, so daß man wohl berechtigt ist, den Schluß zu ziehen, daß die Kirchhoffsche Formel sich nicht den vorhandenen Verhältnissen vollkommen anpaßt.

Aus den schon erwähnten Messungen von Kalähne läßt sich die Größe von γ bei *verschiedenen Temperaturen* bestimmen. Diese Bestimmung hat Kalähne nicht vorgenommen. Er hat aus seinen Beobachtungen in zwei Rohren von 12,5 und 20 mm

1) J. Sturm, Ann. d. Phys. 14. p. 822. 1904; J. Müller, Ann. d. Phys. 11. p. 331. 1903; F. A. Schulze, Ann. d. Phys. 13. p. 1060. 1904; E. H. Stevens, Ann. d. Phys. 7. p. 285. 1902.

Durchmesser folgende Werte für die halben Wellenlängen in diesen beiden Rohren gefunden.

Temperatur	$\lambda/2$ in Rohr I (2 $r = 12,5$ mm)	$\lambda/2$ in Rohr II (2 $r = 20,0$ mm)	Differenz (II—I)
0°	161,63	161,91	+0,28
300	232,93		
450	262,11	262,99	+0,88
700	302,89	303,71	+0,82
900	333,60	334,69	+1,09

Aus diesen Daten erhält man mit Hilfe der Gleichung

$$\gamma = \frac{r_1 \cdot r_2 (v_1 - v_2) 2 \sqrt{\pi n}}{v_1 \cdot r_1 - v_2 \cdot r_2},$$

wenn man statt der Schallgeschwindigkeit v die Wellenlänge λ einführt¹⁾, und $n = 1024$ (vgl. die Arbeit von Kalähne) setzt:

Temperatur	γ
0°	0,003285
450	0,006383
700	0,005141
900	0,006212

Für 300° läßt sich γ nicht berechnen, da Kalähne bei dieser Temperatur Messungen nur in einem Rohr vorgenommen hat.

Die mit Hilfe der von Kalähne gegebenen Daten ausgeführte Berechnung von γ ergibt, wie man sieht, Werte, die mit wachsender Temperatur bald ab-, bald zunehmen. Vergleicht man die Werte mit denen anderer Beobachter, so sieht man zunächst, daß sie z. B. viel kleiner als die von Stevens²⁾ aus seinen Beobachtungen errechneten sind. Stevens fand nämlich

$$\gamma_{20} = 0,0074$$

und

$$\gamma_{900} = 0,039.$$

F. A. Schulze³⁾ berechnete aus seinen Beobachtungen mit tiefen Tönen in engen Glasröhren bei Zimmertemperatur

1) Als Längeneinheit ist das Meter zu wählen.

2) E. H. Stevens, Ann. d. Phys. 7. p. 285. 1902.

3) F. A. Schulze, l. c.

im Mittel $\gamma = 0,0078$, ein Wert, der den Stevensschen nahekommt. Sturm¹⁾ fand, daß γ überhaupt keine konstante Größe besitzt, sondern vielmehr in weiten Grenzen schwankt; ähnliches beobachtete Müller²⁾, aus dessen Messungen ein Schwanken von γ zwischen 0,00314 und 0,01663 sich ergab. Der theoretische Wert von γ bei trockener Luft von Zimmertemperatur ist $\gamma = 0,006$, ein Wert, der mithin größer ist, als der sich aus den Kalähneschen Beobachtungsdaten ergebende Wert. Bei der Fülle der in ihren Angaben sich widerstreitenden, vorliegenden Daten, sowie bei der offenbaren Unsicherheit der aus den Kalähneschen Messungen berechneten Werte erscheint es mir nicht statthaft, die obigen Werte zu benutzen, um eine durch die Änderung von γ mit der Temperatur notwendige *exakte* Korrektur an den Messungsergebnissen vorliegender Arbeit anzubringen.

Legt man einer derartigen Korrektur die beiden Werte $\gamma_0 = 0,003285$ und $\gamma_{450} = 0,006383$ zugrunde, so würde man für die Messungen bei 0° und 450° die Gleichungen erhalten:

$$v_0 = V_0 \left(1 - \frac{0,003285}{2 r \sqrt{\pi n}} \right)$$

und

$$v_{450} = V_{450} \left(1 - \frac{0,006383}{2 r \sqrt{\pi n}} \right).$$

Aus diesen Gleichungen erhält man durch einige einfache Umformungen die zur Berechnung der Korrektur dienende Beziehung

$$\frac{k_2}{k_1} = \frac{(2 r \sqrt{\pi n} - 0,003285)^2}{(2 r \sqrt{\pi n} - 0,006383)^2} \cdot \frac{k_2'}{k_1'}.$$

Hierin bedeutet k_2'/k_1' das Verhältnis der Werte von k bei 450 und 0° , das man aus den Messungen *unter Vernachlässigung der Änderung von γ mit der Temperatur* erhält, k_2/k_1 dasselbe Verhältnis unter Berücksichtigung dieser Änderung.

Es ist also

$$\frac{(2 r \sqrt{\pi n} - 0,003285)^2}{(2 r \sqrt{\pi n} - 0,006383)^2}$$

der Korrektionsfaktor.

1) J. Sturm, l. c.

2) J. Müller, l. c.

Setzt man $2r = 0,02$ m und $n = 1024$ (diese Schwingungszahl entspricht ungefähr dem Mittel der bei vorliegenden Messungen verwendeten Schwingungszahlen), so erhält man:

$$\frac{k_2}{k_1} = 1,0055 \cdot \frac{k_2'}{k_1'}.$$

Für Luft sind nun bei den nachstehenden Messungen für k_2'/k_1' in der Nähe von 450° folgende Werte gefunden:

Temperatur	k_2/k_1
393,8	0,9978
527,2	0,9985

Setzt man diese Werte in die obenstehende Korrektionsgleichung ein, so erhält man

Temperatur	k_2/k_1
393,8	1,0033
527,2	1,0040

Die Korrektion hebt also die durch die Beobachtungen festgestellte geringe Abnahme von k mit der Temperatur auf. (Es resultiert sogar eine geringe Zunahme.) Wegen der Unsicherheit der aus den Kalähneschen Zahlen gewonnenen Daten über die Veränderlichkeit von γ mit der Temperatur ist es von Interesse, diese Größe aus der *Theorie* zu bestimmen, was nachstehend ausgeführt werden soll; das Gleiche soll für Kohlensäure durchgeführt werden, da für dieses Gas keine Versuchsdaten (Buckendahl gibt in seiner Arbeit keine Zahlen) vorliegen.

Es sei also zunächst die Abhängigkeit der Konstante γ von der Temperatur für Luft aus der Gleichung bestimmt:

$$\gamma = \sqrt{\mu} + \left(\frac{v}{b} - \frac{b}{v} \right) \sqrt{v}.$$

Hierin bedeutet, wenn η die Reibungskonstante, κ die Konstante der Wärmeleitfähigkeit, und ϱ die Dichte des Gases ist,

$$\mu = \frac{\eta}{\varrho} \quad \text{und} \quad v = \frac{\kappa}{\varrho \cdot c_v}$$

c_v = spez. Wärme bei konstantem Volumen). Es ist also

$$\gamma = \sqrt{\frac{\eta}{\varrho}} + \sqrt{\frac{\kappa}{\varrho \cdot c_v}} \left(\frac{v}{b} - \frac{b}{v} \right).$$

Nun besteht aber zwischen η und κ die aus der kinetischen Gastheorie bekannte Beziehung

$$\kappa = 1,53 \cdot \eta \cdot c_v,$$

so daß man erhält

$$\gamma = \sqrt{\frac{\eta}{\varrho}} \cdot \left(1 + \sqrt{1,53} \left(\frac{v}{b} - \frac{b}{v} \right) \right).$$

Die in der Klammer stehende GröÙe v/b darf durch $\sqrt{k}$ ersetzt werden, so daß die Gleichung die Gestalt annimmt:

$$\gamma = \sqrt{\frac{\eta}{\varrho}} \left(1 + \sqrt{1,53} \left(\frac{k-1}{\sqrt{k}} \right) \right).$$

Bei Luft ist nun nach der großen Zahl der vorliegenden übereinstimmenden Beobachtungen k von der Temperatur unabhängig, so daß die Temperaturabhängigkeit von γ durch die Änderungen von η und ϱ mit der Temperatur gegeben ist. Für die Temperatur t ist nach Sutherland¹⁾

$$\eta_t = \eta_0 \cdot \frac{1 + \frac{C}{273}}{1 + \frac{C}{T}} \sqrt{1 + \frac{t}{273}},$$

wo η_0 der Wert von η für 0° , T die absolute Temperatur, t die Temperatur in Celsiusgraden und C eine Konstante bedeutet, deren GröÙe von verschiedenen Beobachtern gemessen worden ist. Für Luft darf ferner gesetzt werden:

$$\varrho = \frac{\varrho_0 \cdot 273}{T}.$$

Es resultiert somit folgende Gleichung, aus der die Änderung von γ mit der Temperatur für Luft bestimmt werden kann:

$$\gamma = \sqrt{\frac{\eta_0 \cdot T \left(1 + \frac{C}{273} \right) \sqrt{1 + \frac{t}{273}}}{\varrho_0 \cdot 273 \left(1 + \frac{C}{T} \right)}} \left[1 + \sqrt{1,53} \left(\frac{k-1}{\sqrt{k}} \right) \right].$$

In dieser Gleichung sei jetzt $k = 1,4006$, ferner $t = 527,2$

1) Sutherland, Phil. Mag. (5) 36. p. 507. 1893.

(vgl. unten) und entsprechend $T = 800,2$ gesetzt, endlich $\varrho_0 = 0,001293$. Für η_0 liegen folgende Beobachtungen vor:

$\eta_0 \cdot 10^7$	Beobachter:
1720	O. E. Meyer
1811	Schultze
2208	"
1679	Schumann
1733,1	Breitenbach

Die Werte mit Ausnahme des ersten der beiden von Schultze beobachteten stimmen einigermaßen untereinander überein; der aus ihnen mit Ausschluß des erwähnten Wertes von Schultze berechnete Mittelwert beträgt

$$\eta_0 \cdot 10^7 = 1737,7.$$

Für C ist beobachtet:

C	Beobachter:
113	Sutherland
111,3	Rayleigh
119,4	Breitenbach
Der Mittelwert ist $C = 114,6$.	

Bei Verwendung dieser beiden Werte erhält man (Meter und Sek. als Einheit):

$$\gamma_{527,2} = 0,01298.$$

Bei Verwendung eben derselben Werte ergibt sich für γ bei 0° :

$$\gamma_0 = 0,005202.$$

Danach ist: bei ca. 500° γ etwa 2,5mal so groß als bei 0° . Die beiden so berechneten Werte sind nun wieder zur Ermittlung des Korrektionsfaktors zu verwenden; seine Größe ergibt sich zu

$$\frac{(2r \sqrt{\pi n} - 0,005202)^2}{(2r \sqrt{\pi n} - 0,01298)^2}.$$

Nachdem man hierin wieder $2r = 0,02$ m und $n = 1024$ gesetzt hat, ergibt sich

$$\frac{k_2}{k_1} = 1,014 \cdot \frac{k_2'}{k_1'}.$$

Die sich theoretisch ergebende Korrektion ist also verhältnismäßig groß. Um sie mit der aus den Kalähneschen und

Stevensschen Messungen sich ergebenden zu vergleichen, ist es interessant, dieselbe für die Temperatur von 900° ebenfalls auf oben angegebene Weise zu berechnen. Man erhält bei Verwendung der angeführten Zahlen für diese Temperatur

$$\gamma_{900} = 0,01765.$$

Dieser Wert ist ca. 3,4mal größer als der Wert bei 0° . Aus den Kalähneschen Werten ergibt sich γ bei 900° nur 1,9mal, aus den Stevensschen dagegen 5,3 mal so groß als bei 0° , der theoretische Wert liegt demnach in der Mitte.

Es bleibt noch übrig, die Veränderlichkeit von γ mit der Temperatur für Kohlensäure zu berechnen; zu diesem Zwecke ist in der oben verwendeten Formel die Dichte ρ bei der Meßtemperatur mit Hilfe des thermischen Ausdehnungskoeffizienten zu berechnen, ferner ist, wenn man $t = 484,5$ (vgl. unten) setzt, für k der Wert 1,2506 (vgl. die Meßresultate) einzusetzen. Endlich ist in Kohlensäure für η_0 beobachtet:

$r_0 \cdot 10^7$	Beobachter:
1432	Puluj
1382,1	v. Obermayer
1497,2	Schumann
1387,9	Breitenbach

Der Mittelwert ist $\eta_0 \cdot 10^7 = 1424,8$.

Für die Konstante C ist zu setzen: $C = 277$. Aus diesen Zahlen ergibt sich für die Temperatur $484,5^{\circ}$:

$$\gamma = 0,01159.$$

Auf die gleiche Weise erhält man für 0° :

$$\gamma_0 = 0,003561.$$

Diese beiden Werte führen auf die Korrektionsgleichung:

$$\frac{k_2}{k_1} = 1,0143 \cdot \frac{k_2'}{k_1'}.$$

Die theoretische Korrektur ist also für Kohlensäure annähernd von derselben Größe wie bei Luft.

Leider läßt sich jedoch, wie schon erwähnt, auch die theoretische Korrektur nicht zu einer wirklich exakten Verbesserung der Meßergebnisse verwenden, da die Kirchhoffsche Theorie nach den Messungen von Sturm und Müller nur bis zu einem gewissen Grade der Annäherung überhaupt zutrifft.

Außer der eben behandelten Korrektur kommt bei der Auswertung der Messungen noch eine zweite in Frage, deren Größe sich freilich nur ziemlich oberflächlich schätzen läßt. Es ist die Korrektur, welche hervorgerufen wird durch die thermische Kontraktion des Messingrohres, welches um den Porzellanstempel im Meßrohr lag, und welches den Index zur Ablesung trug. Die Länge des im Innern des Meßrohres befindlichen Messingrohres betrug 34 cm; von diesen lagen 22 cm im Innern des eigentlichen Ofens, wenn die Stempelscheibe sich am oberen Ende des Ofens befand. Bei den Messungen waren nun folgende Längenänderungen zu berücksichtigen: Die Stempelscheibe befand sich, wenn nicht abgelesen wurde, in der Nähe des ersten Knotens, d. h. es befanden sich ca. 24 cm des Messingrohres innerhalb des Meßrohres, von diesen wieder 12 cm innerhalb des Ofens. Zwischen zwei Ablesungen wurde es um 20 cm verschoben, so daß nach der Verschiebung noch 4 cm innerhalb des Meßrohres lagen. Von den 24 cm gelangten somit 12 cm von ca. 100°, welches wohl die mittlere Temperatur des Raumes zwischen unterem Ende des Ofens einerseits und des Meßrohres andererseits sein dürfte, auf 20° herab. Dadurch verkürzen sich diese 12 cm, wenn der Ausdehnungskoeffizient des Messings zu 0,000019 gesetzt wird, um 0,018 cm. Von den übrigen 12 cm kühlen sich 8 cm von 500° (bei den höchsten Meßtemperaturen) auf 20° ab, die übrigen 4 cm von 500° auf 100°. Die daraus resultierende Verkürzung beträgt $0,073 + 0,030$ cm. Die so berechneten Verkürzungen können nun jedoch in Wirklichkeit nicht auftreten, da während der sehr kurzen Zeit, welche absichtlich nur auf jede Ablesung am unteren Ende des Meßrohres verwendet wurde, niemals eine so starke Abkühlung, wie angenommen, eintreten kann. Daß dies tatsächlich zutrifft, kann man aus dem Umstande folgern, daß das Thermoelement beim Emporschieben des Stempels im Höchstfalle ein Schwanken um wenige Grade anzeigte. Als wahrscheinliche mittlere Werte für die Abkühlungsgrößen dürften wohl folgende angenommen werden:

12 cm kühlen sich von ca. 100° auf ca. 80° ab.

Verkürzung: 0,0046 cm.

12 cm kühlen sich von ca. 500° auf ca. 400° ab.

Verkürzung: 0,0228 cm.

Die gesamte Verkürzung beträgt demnach

$$0,27 \text{ mm, d. h. rund } \frac{1}{4} \text{ mm.}$$

Es dürfte wohl übrigens auch dieser Wert noch zu hoch begriffen sein, da innerhalb der kurzen Beobachtungsdauer auch eine Abkühlung um 100° nicht zu erwarten ist. Außerdem gilt die berechnete Korrektion für die höchsten Beobachtungstemperaturen, für alle übrigen ist sie entsprechend kleiner. Da die Ruhestellung des Stempels der Lage der Stempelscheibe am ersten Knoten entspricht, so verursacht die Verkürzung des Messingrohres beim Abwärtsschieben des Stempels eine scheinbare *Verkürzung* der Wellenlänge, d. h. die abgelesenen halben Wellenlängen sind um den Betrag der obigen Korrektion zu klein.

Es ist also zu setzen:

$$\frac{k_2}{k_1} = \frac{(\lambda_2 + \frac{1}{2})^2 (1 + \alpha t_1)}{\lambda_1^2 (1 + \alpha t_2)}.$$

Die Ablesung ergibt aber

$$\frac{k_2'}{k_1'} = \frac{\lambda_2^2 (1 + \alpha t_1)}{\lambda_1^2 (1 + \alpha t_2)}.$$

Daraus erhält man

$$\frac{k_2}{k_1} = \frac{(\lambda_2 + \frac{1}{2})^2}{\lambda_2^2} \cdot \frac{k_2'}{k_1'}.$$

Setzen wir hierin $\lambda_2 = 400 \text{ mm}$, so ergibt sich die Größe des Korrektionsfaktors zu 1,003, so daß k_2/k_1 sich aus dem aus den Beobachtungen berechneten k_2'/k_1' mit Hilfe der Gleichung

$$\frac{k_2}{k_1} = 1,003 \cdot \frac{k_2'}{k_1'}$$

ermitteln läßt.

Die ohne Anbringung der Korrekturen berechneten Werte von k_2/k_1 sind also 0,3 Proz. *zu klein*.

Es sei zum Schluß noch die Korrektion berechnet, welche hervorgerufen wird, wenn man die Abkühlungen als tatsächlich stattfindend annimmt, welche zuerst angegeben waren, die Abkühlungen also, welche eintreten würden, wenn nach Verschieben des Stempels letzterer *dauernd* am unteren Ende des Meßrohres verharren würde. Die hierdurch hervorgerufene

Verkürzung beträgt, wie oben berechnet, in Summa 1,21 mm. Setzt man wieder $\lambda_2 = 400$ mm, so erhält man

$$\frac{k_2}{k_1} = 1,0121 \cdot \frac{k_2'}{k_1'}.$$

Unter diesen Umständen würde also k_2/k_1 um 1,2 Proz. zu klein beobachtet werden.

Wie schon oben bemerkt, dürften wohl auch die angenommenen Abkühlungswerte noch zu hoch gegriffen sein, so daß in Wirklichkeit eine den tatsächlichen Verhältnissen entsprechende exakte Korrektur noch weniger als 0,3 Proz. betragen würde. Man darf das wohl auch aus der Tatsache folgern, daß die für k_2/k_1 in Luft gemessenen Werte bis zu über 500° von außerordentlich großer Konstanz waren, und nur eine ganz geringe Abnahme (um ca. 0,2 Proz.) zeigten, eine Abnahme, die — Unveränderlichkeit von k mit der Temperatur, wie sie andere Beobachter gefunden haben, vorausgesetzt — ausgeglichen werden müßte durch die Summe der beiden besprochenen Korrekturen, die ja beide nach derselben Seite hin die Werte von k_2/k_1 verbessern.

Nachtrag.

Erst nach Beendigung des größten Teiles der Messungen wurde ich infolge einer Arbeit von Thiesen¹⁾ aufmerksam auf die von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt unternommenen Messungen über die Abhängigkeit von k von der Temperatur (vgl. Tätigkeitsberichte der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt²⁾) mittels der Methode des geschlossenen Resonators. Genauere Daten über die Versuchsergebnisse sind noch nicht bekannt geworden; es sei jedoch der Vollständigkeit halber auf die zitierten Arbeiten an dieser Stelle hingewiesen.

II. Die Messungen.

Zur Prüfung der Genauigkeit der Methode wurde eine Reihe von Vorversuchen in der Weise angestellt, daß sowohl

1) M. Thiesen, Ann. d. Phys. 25. p. 506. 1908.

2) Zeitschr. f. Instrumentenk. 1906, 1907.

Meßrohr als auch Kontrollrohr mit trockener, kohlenensäurefreier Luft von Zimmertemperatur angefüllt, und in beiden Rohren die halbe Wellenlänge gemessen wurde. Die Resultate dieser Messungen sind in Tab. 1 zusammengestellt und ergeben eine Übereinstimmung bis auf ca. 0,1 mm zwischen den beiden halben Wellenlängen, eine Übereinstimmung, wie sie bei einer Ablesungsmöglichkeit von 0,1 mm recht befriedigend genannt werden kann.

Tabelle 1.

Meßrohr			Kontrollrohr		
1. Max.	2. Max.	Diff.	1. Max.	2. Max.	Diff.
911,0	767,8	143,2	735,2	878,4	143,2
910,9	767,8	143,1	735,0	878,0	143,0
911,0	768,0	143,0	735,5	878,3	142,8
911,0	768,0	143,0	735,0	878,0	143,0
910,5	767,5	143,0	735,0	878,1	143,1
910,8	767,5	143,3	735,3	878,5	143,2
911,0	767,7	143,3	735,1	878,5	143,4
911,0	768,0	143,0	735,0	878,0	143,0
910,5	767,0	143,5	735,3	878,6	143,3
911,0	767,7	143,3	735,2	878,1	142,9

Mittel: 143,17

Mittel: 143,09

Die Abweichung der beiden Werte voneinander ist 0,08 mm; der mittlere Fehler der in der Tabelle zusammengestellten Beobachtungen beträgt im Meßrohr $\pm 0,056$ mm, im Kontrollrohr $\pm 0,059$ mm.

Bei höheren Temperaturen wurden natürlich die Abweichungen der einzelnen Beobachtungen untereinander größer, jedoch kamen Abweichungen von 2 mm nur sehr selten vor; sie hielten sich gewöhnlich in den Grenzen von ca. ± 1 mm. Um ein Bild von der erreichten Genauigkeit bei höheren Temperaturen zu geben, ist nachfolgend eine Beobachtungsreihe von 10 Ablesungen bei der Temperatur von 300° willkürlich aus dem vorliegenden Material herausgegriffen worden.

Tabelle 2.

1. Maximum	2. Maximum	Differenz	Abweichung vom Mittelwert
892,5	695,5	197,0	+1,29
892,0	696,2	195,8	+0,09
891,5	697,0	194,5	-1,21
891,8	697,0	194,8	-0,91
892,2	697,3	194,9	-0,81
893,0	697,8	195,2	-0,51
892,3	697,0	195,3	-0,41
892,5	697,0	195,5	-0,21
893,0	696,0	197,0	+1,29
892,3	695,2	197,1	+1,39

Der mittlere Fehler beträgt somit $\pm 0,3107$ mm.

Nachdem durch diese Versuche konstatiert worden war, daß die Methode Resultate von geforderter Genauigkeit lieferte, wurde mit den eigentlichen Messungen begonnen.

Messungen in Luft.

Den Messungen in Luft wurde der von Stevens ermittelte und von Buckendahl ebenfalls benutzte Wert für das Verhältnis der spezifischen Wärmen $k = 1,4006$ zugrunde gelegt. Der Wert von k für die Beobachtungstemperaturen wurde aus der schon erwähnten Gleichung (vgl. p. 738)

$$\frac{k_2}{k_1} = \frac{\lambda_2^2 (1 + \alpha t_1)}{\lambda_1^2 (1 + \alpha t_2)}$$

berechnet, wo $\alpha = 0,003667$ gesetzt ist.

Beobachtet wurde im ganzen bei sechs verschiedenen Temperaturen, deren höchste $527,2^{\circ}$ betrug. In der folgenden Tab. 3 sind die im Meßrohr und Kontrollrohr beobachteten halben Wellenlängen nebeneinander gestellt und in der dritten Spalte der Tabelle der aus ihrem Verhältnis berechnete Wert der Größe k_2/k_1 angegeben.

Tabelle 3.

Temperatur	$\lambda/2$ im Meßrohr	$\lambda/2$ im Kontrollrohr	k_2/k_1
191,5	194,16	153,53	0,9996
197,9	195,71	153,98	0,9990
299,0	229,66	163,93	0,9987
362,6	222,02	150,29	0,9989
393,8	245,25	162,18	0,9978
527,2	254,76	153,70	0,9985

Bis zu $527,2^\circ$ findet demnach eine Abnahme von k um ca. 0,2 Proz. statt; Kalähne hat bei seinen Messungen zwischen 0° und 700° eine Abnahme von k um 0,4 Proz. erhalten. In nachstehender Fig. 4 sind die Meßresultate graphisch aufgetragen (Ordinate: k , Abszisse: Temperatur).

Die oben besprochenen Korrekturen würden, wie schon erwähnt, aus der gemessenen kleinen Abnahme von k eine kleine Zunahme machen. Bei der Unsicherheit dieser Korrekturen kann man demnach k bis auf 1 Proz. als unveränderlich mit der Temperatur zwischen 0° und 500° annehmen.

Fig. 4.

Messungen in Kohlensäure.

Für Kohlensäure wurde zunächst auf die oben beschriebene Weise (vgl. p. 738) der Wert von k für Zimmertemperatur ermittelt. Als Mittelwert der Beobachtungen bei $13,5^\circ$ bis $16,5^\circ$ wurde erhalten:

$$k = 1,3008.$$

Der mittlere Fehler beträgt $\pm 0,0007$. Die Messungen anderer Beobachter haben folgende Daten ergeben:

Beobachter:	k	Bobachter:	k
Dulong	1,336	Lummer u. Pringsheim	1,2961
Masson	1,287	Maneuvrier	1,298
Regnault	1,368	Cazin	1,291
Wüllner	1,311	Röntgen	1,3052
Low	1,2911	Buckendahl	1,2990

Zur Berechnung dieses, wie auch aller übrigen k -Werte für Kohlensäure ist die Größe des Ausdehnungskoeffizienten der in Winkelmanns Handbuch¹⁾ gegebenen Tabelle nach Messungen von Amagat entnommen. Da jedoch aus den zitierten früheren Arbeiten über die Abnahme von k mit der Temperatur in Kohlensäure es nicht mit Gewißheit hervorgeht, daß die Abweichungen dieses Gases von den Gasgesetzen berücksichtigt worden sind, so habe ich aus jeder Messung k sowohl unter Berücksichtigung dieser Abweichungen, als auch unter der Annahme berechnet, daß die Kohlensäure sich wie ein ideales Gas verhält ($\alpha = 0,003667$). Unter letzterer Voraussetzung erhält man als Mittelwert für k bei $13,5^\circ$ bis $16,5^\circ$:

$$\underline{k = 1,3014.}$$

Für höhere Temperaturen ist die Berechnung von k derartig vorgenommen worden, daß die Werte von α der erwähnten Tabelle nach Amagat für die betreffenden Temperaturintervalle benutzt wurden, und für die innerhalb dieser Intervalle liegenden Beobachtungstemperaturen der Wert von α aus der Amagatschen Tabelle interpoliert wurde. Letztere reicht bis 250° , bei welcher Temperatur $\alpha = 0,003682$, also nahe übereinstimmend mit dem Ausdehnungskoeffizienten für ideale Gase, ist. Für Temperaturen oberhalb 250° wurde aus diesem Grunde der Wert $\alpha = 0,003682$ als richtig angesehen und zur Berechnung benutzt.

In Tab. 4 sind nun die Meßergebnisse für die verschiedenen Beobachtungstemperaturen zusammengestellt.

1) Winkelmanns Handbuch der Physik 3. p. 127. 1906.

Tabelle 4.

Temperatur	$\lambda/2$ im Meßrohr in mm	$\lambda/2$ im Kontrollrohr in mm	k_2/k_1	(k_2/k_1)
149,7	176,70	146,17	0,9952	0,9981
190,2	166,50	131,68	0,9917	0,9950
284,5	172,02	124,06	0,9872	0,9910
393,2	183,53	121,69	0,9791	0,9828
484,5	232,86	146,38	0,9614	0,9648

Die in der vierten Spalte der Tabelle stehenden Werte von k_2/k_1 sind unter Benutzung der Amagatschen Tabelle, wie oben angegeben, berechnet, während die in der fünften Spalte angeführten, eingeklammerten Werte unter Vernachlässigung der Abweichungen von den Gasgesetzen erhalten worden sind. Aus der Tabelle geht hervor, daß das Verhältnis k der spezifischen Wärmen in Kohlensäure zwischen Zimmertemperatur und ca. 500° um fast 4 Proz. abnimmt, ein Resultat, das mit den Messungen von Buckendahl nicht übereinstimmt. Letzterer findet vielmehr zwischen 0° und 1000° eine Abnahme von nur 0,7 Proz., während frühere Messungen von Wüllner¹⁾ zwischen 0° und 100° eine Abnahme von k um ca. 3 Proz. ergeben haben.

In der folgenden Tab. 5 sind nun unter Benutzung des Wertes $k_1 = 1,3008$ die Werte von k für die oben angegebenen Temperaturen berechnet worden; neben ihnen stehen wiederum die sich unter der Voraussetzung für k ergebenden Werte, daß die Kohlensäure sich wie ein ideales Gas verhält. Unter dieser Voraussetzung ergibt sich eine Abnahme von k zwischen 0° und 500° um nur ca. 3,5 Proz.

Tabelle 5.

Temperatur	k	(k)
13,5—16,5°	1,8008	1,3014
149,7	1,2946	1,2989
190,2	1,2900	1,2949
284,5	1,2842	1,2897
393,2	1,2736	1,2790
484,5	1,2506	1,2556

1) A. Wüllner, Wied. Ann. 4. p. 321. 1878.

Die in der zweiten Spalte der Tabelle enthaltenen k -Werte sind in Fig. 5 graphisch aufgetragen (Abszisse: Temperatur; Ordinate: k). Die resultierende Kurve fällt, wie man sieht, bis zu ca. 350° langsam, um von hier ab eine stärkere Neigung gegen die Abszissenachse anzunehmen. Eine andere Gestalt erhält die Kurve, wenn man die oben berechneten Korrekturen an dem Werte von k für $484,5^\circ$ anbringt. Man findet dann für diese Temperatur

$$\underline{k = 1,2722.}$$

Trägt man diesen Wert in die graphische Tabelle ein, so sieht man, daß er fast genau auf der Geraden liegt, welche durch die Werte von k bei Zimmertemperatur und bei $149,7^\circ$ gezogen ist. Die bei den übrigen Temperaturen gemessenen Werte entfernen sich immer weiter von der Geraden; es würde sich dies natürlich daraus erklären, daß die Korrekturen bei steigender Temperatur wachsen.

Fig. 5.

Messungen in schwefliger Säure.

Die Werte für den Ausdehnungskoeffizienten der schwefligen Säure bei den Meßtemperaturen wurden ebenfalls einer an der gleichen Stelle wie die oben erwähnte Tabelle für CO_2 ent-

haltenen Tabelle von Amagat entnommen; oberhalb 250° wurde Konstanz von α angenommen ($\alpha = 0,003685$).

Zunächst wurde wiederum das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei Zimmertemperatur durch vergleichende Messungen in schwefliger Säure (Meßrohr) und trockener, kohlenstofffreier Luft (Kontrollrohr) ermittelt. Als Mittelwert aller einzelnen Beobachtungsreihen ergab sich bei einer Temperatur von $12-13^{\circ}$:

$$k = 1,2742.$$

Die Messungen von Cazin haben $k = 1,262$, die von Müller $k = 1,256$ ergeben; der von mir ermittelte Wert ist also größer als diese beiden. Die übrigen Messungen wurden bei sechs Temperaturen vorgenommen, deren niedrigste 143° , und deren höchste $489,5^{\circ}$ betrug. Es wurden dabei im Meßrohr und Kontrollrohr die folgenden, in Tab. 6 zusammengestellten halben Wellenlängen gemessen; in der vierten Spalte der Tabelle sind wiederum die sich aus dem Verhältnis der halben Wellenlängen ergebenden Werte für k_2/k_1 angeführt, während in der letzten Spalte die Werte von k_2/k_1 unter der Annahme berechnet sind, daß sich SO_2 wie ein ideales Gas verhält.

Tabelle 6.

Temperatur	$\lambda/2$ im Meßrohr	$\lambda/2$ im Kontrollrohr	k_2/k_1	(k_2/k_1)
143,0°	138,43	113,80	0,9888	1,0159
234,7	172,30	128,92	0,9772	1,0133
313,4	146,16	101,82	0,9729	1,0120
325,4	166,85	115,23	0,9697	0,9980
394,7	179,99	118,13	0,9593	0,9950
489,5	182,16	112,82	0,9520	0,9785

Unter Zugrundelegung des Wertes

$$k_1 = 1,2742$$

erhält man für die Veränderlichkeit von k mit der Temperatur folgende Übersicht.

Tabelle 7.

Temperatur	k	$(k)^1$
12—13°	1,2742	1,2811
143,0	1,2599	1,3015
234,7	1,2452	1,2981
313,4	1,2397	1,2965
325,4	1,2356	1,2722
394,7	1,2223	1,2753
489,5	1,2130	1,2535

Fig. 6.

Es nimmt also k zwischen 0° und 500° etwa ab um 4,8 Proz.; trägt man Temperatur und k -Werte wieder graphisch auf (vgl. die obige Fig. 6), so zeigt es sich, daß sie sich sehr dicht um eine *Gerade* herumgruppieren. Die Veränderlichkeit von k in SO_2 mit der Temperatur läßt sich demnach mit ziemlicher Genauigkeit durch eine Gleichung von der Form

$$k = a - b t$$

darstellen.

1) (k) ist wiederum unter der Annahme berechnet, daß SO_2 den Gasgesetzen folgt. Wie man sieht, steigt unter dieser Annahme k zuerst, um dann nach Überschreitung eines Höchstwertes zu fallen.

Unter Benutzung der Messungen bei 143° und $489,5^{\circ}$ erhält man die Konstanten der Gleichung

$$a = 1,2793$$

und

$$b = 0,0001354.$$

Die in der folgenden Tab. 8 zusammengestellten Werte sind nun berechnet mit Hilfe der gefundenen Gleichung

$$k = 1,2793 - 0,0001354 \cdot t,$$

wenn man $t = 100, 200$ usw. setzt; wie man sieht, wird die Gleichung durch die beobachteten k -Werte bis auf sehr geringe Abweichungen erfüllt.

Tabelle 8.

Temperatur	k berechnet	k beobachtet	Abweichungen in Proz.
100 °	1,2657		
143	1,2599	1,2599	—
200	1,2522		
234,7	1,2475	1,2452	ca. 0,2
300	1,2387		
313,4	1,2368	1,2397	ca. 0,25
325,4	1,2352	1,2356	ca. 0,03
394,7	1,2258	1,2223	ca. 0,3
400	1,2251		
489,5	1,213	1,213	—
500	1,2116		

Messungen in Äthylchlorid (C_2H_5Cl).

Die Auswertungen der für das Äthylchlorid gewonnenen Beobachtungsreihen bereitet etwas größere Schwierigkeiten als bei den bisher behandelten Gasen. Für das Äthylchlorid ist nämlich bisher der Ausdehnungskoeffizient noch nicht gemessen worden. Es mußte deshalb zur Berechnung der Dichte bei der jeweiligen Beobachtungstemperatur das immerhin umständliche Verfahren der Berechnung aus der van der Waals'schen Zustandsgleichung

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = R \cdot T$$

herangezogen werden.

Die beiden Konstanten a und b sind aus Beobachtungen der kritischen Größen von Vincent und Chappuis¹⁾ hergeleitet worden; die beiden Autoren fanden

$$a = 0,02174 \quad \text{und} \quad b = 0,003862.$$

Führt man in der Zustandsgleichung für T die verwendeten Meßtemperaturen ein, so findet man folgende Werte des Quotienten v_1/v_0 (v_1 Volumen bei der Meßtemperatur, v_0 Volumen bei 0°):

Tabelle 9.

Temperatur	v_1/v_0
15,4	1,0314
117,3	1,41019
206,0	1,8504
280,6	2,0132

Bei der Temperatur von $15,4^\circ$ wurde als Mittelwert für k aus den vergleichenden Messungen in Äthylchlorid (Meßrohr) und trockener, kohlenstofffreier Luft (Kontrollrohr) ermittelt:

$$k = 1,1542.$$

Von Capstick ist $k = 1,187$, von Müller $k = 1,127$ ermittelt worden, so daß vorliegender Wert in der Mitte zwischen diesen beiden liegt.

Bei den drei übrigen Temperaturen wurden im Meßrohr und Kontrollrohr folgende, in Tab. 10 zusammengestellten halben Wellenlängen gemessen, aus denen sich für das Verhältnis k_2/k_1 die in der vierten Spalte der Tabelle angegebenen Zahlen ergeben. Die eingeklammerten Werte in Tab. 10 und 11 sind, wie oben, unter der Voraussetzung berechnet, daß das Äthylchlorid den Gasgesetzen folge.

Tabelle 10.

Temperatur	$\lambda/2$ im Meßrohr	$\lambda/2$ im Kontrollrohr	k_2/k_1	(k_2/k_1)
117,3°	149,86	128,59	0,9933	1,0036
206,0	160,73	121,16	0,9809	1,0596
280,6	173,22	126,13	0,9663	0,9826

1) G. Vincent u. J. Chappuis, Journ. de phys. 5. p. 58. 1886.

Benutzt man zur Berechnung von k_2 den Wert $k_1 = 1,1542$, so erhält man folgende Zusammenstellung.

Tabelle 11.

Temperatur	k	(k)
15,4°	1,1542	1,1504
117,3	1,1465	1,1545
206,0	1,1321	1,2190
280,6	1,1153	1,1304

Es nimmt also das Verhältnis der spezifischen Wärmen des Äthylchlorids seinem Werte nach zwischen ca. 0° und 300° ab um ca. 3,4 Proz. Die Abhängigkeit desselben von der Temperatur ist in nachstehender Fig. 7 durch eine Kurve graphisch dargestellt.

Fig. 7.

III. Die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme bei konstantem Volumen.

Aus den vorstehenden Messungen läßt sich die Abhängigkeit der spezifischen Wärme bei konstantem Volumen c_v von der Temperatur für Kohlensäure berechnen.

Es ist nämlich von Regnault¹⁾ die spezifische Wärme bei konstantem Druck c_p zwischen 0° und 200° gemessen worden, und zwar hat derselbe folgende Zahlen erhalten:

Temperatur	c_p
0°	0,1870
100	0,2145
200	0,2396

Bei den gleichen Temperaturen ergeben sich aus der Kurve auf p. 764 folgende Werte:

Temperatur	k
0°	1,302
100	1,297
200	1,291

Aus der Beziehung $c_v = c_p/k$ ergeben sich dann folgende Werte für c_v zwischen 0° und 200° :

Temperatur	c_v
0°	0,1436
100	0,1654
200	0,1856

Es wächst also die spezifische Wärme bei konstantem Volumen für Kohlensäure zwischen 0° und 200° um ca. 29 Proz.

Ein derartiges Anwachsen von c_v mit steigender Temperatur läßt sich gleichfalls bei einigen anderen Gasen konstatieren, über die genügende Beobachtungsdaten vorliegen. Im folgenden seien zunächst die beobachteten Werte von c_p und k für

Stickstoffoxydul N_2O

einer näheren Betrachtung unterzogen.

Für das N_2O liegen nicht zahlreiche Messungen vor, die dazu auch nicht bei übereinstimmenden Temperaturen für c_p und k gemacht worden sind. Immerhin erkennt man jedoch aus nachstehenden Zahlen, daß wie bei CO_2 auch hier c_p mit steigender Temperatur wächst, k dagegen abnimmt, so daß c_v seinen Wert vergrößert.

c_p	Beobachter	Temperatur
0,2126	Wiedemann	$26-103^\circ$
0,2241	„	$27-206$
0,2262	Regnault	$16-207$
k	Beobachter	Temperatur
1,311	Wüllner	0°
1,272	„	100

1) V. Regnault, Winkelmanns Handb. d. Phys. 3. p. 212.

Ammoniak NH_3 .		
c_p	Beobachter	Temperatur
0,5202	Wiedemann	23—100°
0,5356	„	27—200
k	Beobachter	Temperatur
1,3172	Wüllner	0°
1,2770	„	100
Außerdem		
1,2622	Müller	21—40°
1,328	Cazin	
1,386	Leduc	

Obgleich die Beobachtungen unter sich beträchtliche Abweichungen aufweisen, herrscht doch wohl deutlich erkennbar die Tendenz, daß bei steigender Temperatur c_p wächst, k abnimmt, c_v also größer wird.

Benzol C_6H_6 .		
c_p	Beobachter	Temperatur
0,2990	Wiedemann	34—115°
0,3325	„	35—180
0,3754	Regnault	116—218

Es wächst also c_p beträchtlich mit steigender Temperatur. k dagegen scheint ein wenig abzunehmen (vgl. nächste Tabelle); die Werte von k bei 0° und 60° stimmen untereinander überein. Keinesfalls ist jedoch ein Anwachsen von k zu beobachten, wie es erforderlich wäre, wenn c_v konstant bliebe. Es wächst also auch hier c_v bei steigender Temperatur.

k	Beobachter	Temperatur
1,403	Pagliani	0°
1,397	„	40
1,403	„	60

Äther $\text{C}_4\text{H}_{10}\text{O}$.

Auch bei Äther ist ein Anwachsen von c_p zu bemerken, dem ebenfalls kein äquivalentes Anwachsen von k zur Seite steht, so daß auch hier c_v bei steigender Temperatur wächst.

c_p	Beobachter	Temperatur
0,4280	Wiedemann	25—111°
0,4618	„	27—189
0,4797	Regnault	69—224

k	Beobachter	Temperatur
1,097	Jäger	20°
1,093	Neyreneuf	35
1,079	Cazin	100
1,025	Beyme	3—46°
1,0288	Müller	42—45
1,0244	Low	12—20
1,112	Stevens	99,7

Somit geht aus den angeführten Zahlen wohl recht deutlich hervor, daß die Beobachtungen, soweit solche vorliegen, den Satz vollkommen bestätigen, daß bei den nichtidealen Gasen c_p von der *Temperatur abhängig* ist.

Zusammenfassung.

1. Zwischen 0° und 500° C. ist der Wert des Verhältnisses der spezifischen Wärmen k in *Luft* auf 1 Proz. *konstant*.
2. Zwischen denselben Temperaturen nimmt k ab:

in Kohlensäure . . . um ca. 3,5 Proz.
in schwefliger Säure . um ca. 4,8 „

Zwischen 0° und 300° C.:

in Äthylchlorid . . . um ca. 3,4 Proz.

3. Die spezifische Wärme bei konstantem Volumen der Kohlensäure wächst zwischen 0° und 500° C. um ca. 29 Proz.

Die vorliegende Experimentaluntersuchung wurde ausgeführt im Physikalischen Institut der Universität Giessen. Es sei mir auch an dieser Stelle gestattet, Hrn. Prof. Dr. W. König, der mir in liebenswürdigster Weise die zur Untersuchung nötigen Mittel zur Verfügung stellte, sowie die Arbeit durch sein besonderes Interesse und seine wertvollen Ratschläge förderte, meinen ehrerbietigsten Dank auszusprechen.

Gießen, im März 1908.

(Eingegangen 2. September 1908.)