Zeitschrift: Mitteilungen der Naturforschenden Gesellschaft Schaffhausen
Herausgeber: Naturforschende Gesellschaft Schaffhausen
Band: 17 (1941)

Artikel: Über die Viskosität binärer Gasgemische
Autor: Schudel, Willy
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-585521

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 13.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

11.

ÜBER DIE VISKOSITÄT BINÄRER GASGEMISCHE

von

WILLY SCHUDEL, SCHAFFHAUSEN

(mit 3 Figuren und 12 Tabellen)

INHALT:

Einleitung . . . . . Seite 345
Die gaskinetische Erklärung der Viskosität . . . . . » 348
Stosszahl und freie Weglänge im Gasgemisch . . . . . » 353
Die Viskosität eines binären Gemisches . . . . . » 357
Diskussion der aufgestellten Mischungsgleichung:
a) Bestimmung der Konstanten . . . . . » 360
b) Bedingung für Linearität . . . . . » 361
Experimentelle Nachprüfung der aufgestellten Mischungsgleichung » 361
Zusammenfassung . . . . . » 363

Einleitung.

Für die innere Reibung, Zähigkeit oder Viskosität von Gasen bestehen recht auffallende Gesetzmässigkeiten: Gase werden, im Gegensatz zu Flüssigkeiten, bei steigender Temperatur zäher, dickflüssiger; die Gasviskosität ist ferner vom Gasdruck weitgehend unabhängig. Diese merkwürdigen Erscheinungen sind von der kinetischen Gastheorie vorausgesagt worden, wobei SUTHERLAND die Temperaturabhängigkeit und MAXWELL die Druckunabhängigkeit quantitativ in Formeln erfassen konnten, was eine besonders

schöne Bestätigung für die grundsätzliche Richtigkeit der dieser Theorie zugrunde liegenden molekularen Vorstellungen bedeutet.

Die innere Reibung weist aber bei Mischungen noch weitere Eigentümlichkeiten auf. Bezeichnet α eine physikalische Eigenschaft eines Gases, wie z. B. spezifisches Gewicht, Temperatur, Wärmeinhalt oder Heizwert, und mischt man die zwei Volumina v_1 und v_2 zweier Gase bei gleichem Druck zum Mischvolumen v_m, so wird die physikalische Eigenschaft α_m des Mischvolumens v_m aus der folgenden einfachen Gleichung bestimmt:

$$\alpha_m \cdot v_m = \alpha_1 v_1 + \alpha_2 v_2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

wobei $$v_m = v_1 + v_2$$ ist.

Die Mischeigenschaft α_m verläuft also in Abhängigkeit von v_1 oder von v_2 linear. Diese sonst allgemein gültige Mischungsgleichung für physikalische Eigenschaften versagt aber vollkommen, wenn es sich bei α um die Gasviskosität handelt. Nur in ganz speziellen Fällen besteht eine geradlinige Abhängigkeit. Im allgemeinen werden Kurven erhalten, die unterhalb oder oberhalb der Geraden verlaufen und die auch ein ausgesprochenes Maximum aufweisen können. Wie ist dies zu begründen, wie lautet die Gleichung der Mischungskurve und genügen die üblichen Annahmen der kinetischen Theorie, um diese verwickelten Erscheinungen zu erklären? Wohl sind, seitdem GRAHAM im Jahre 1846 zum erstenmal ein Maximum in einer Mischungskurve experimentell erkannte, diese Fragen immer wieder Gegenstand besonderer physikalischer Forschung geworden, aber bis heute ist es nicht gelungen, dieselben restlos zu klären.

SUTHERLAND [1]) hat eine Gleichungsform aufgestellt, die später, unabhängig von ihm, auch von THIESEN [2]) abgeleitet wurde. Sie hat die Form:

$$\eta_m = \frac{\eta_1}{1 + \frac{1-x}{x} \cdot A} + \frac{\eta_2}{1 + \frac{x}{1-x} \cdot B} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

wo η_m, η_1, η_2 die Viskositätskoeffizienten der Mischung und der beiden Einzelgase, x der Raumteil des ersten Gases und A und B zwei Anpassungskonstanten bedeuten. Mit A und B kann die Gleichung den experimentellen Beobachtungen sehr gut angegli-

[1]) W. Sutherland, Phil. Mag. **40**, 421. (1895).
[2]) M. Thiesen, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **4**, 348 (1902).
8, 236 (1906).

chen werden. TRAUTZ[3]) hat eine ganz andere Form des Mischungsgesetzes aufgestellt, kommt aber auch nicht aus ohne Anpassungskonstanten. Die heutige Viskositätsforschung von Gasgemischen läuft also eigentlich darauf hinaus, die bisher aus den Beobachtungen zu bestimmenden Konstanten A und B aus den Daten der Einzelgase voraus bestimmen zu können. In der Literatur finden sich darüber geistreiche und verdienstvolle Arbeiten, aber: entweder entspricht der erzielte Effekt nicht dem grossen Rechnungsaufwand, oder es ist zwischen Theorie und Wirklichkeit noch eine zu grosse Divergenz vorhanden. Diese Konstanten enthalten eben immer noch das, «was man nicht kennt». Interessant ist der Versuch von JUNG[4]), GRÜSS und SCHMICK[5]), die DEBYEschen Dipol- und Multipol-Momente der Moleküle zu verwenden, um die Konstanten zu deuten. Neben guten quantitativen Uebereinstimmungen zwischen Theorie und Versuch treten jedoch auch unzulässig hohe Abweichungen auf, so dass diese schönen Arbeiten noch keine endgültige Lösung gebracht haben.

Die in der kinetischen Theorie üblichen primitiven Annahmen über die Form und die Art der Molekülbewegungen in einem Gas (elastische Kugeln, gerade Flugbahn, ausser dem Stoss keine Wechselwirkung zwischen den Molekülen) genügen wohl, um die Zustandsgleichung in einer ersten Annäherung, d. h. in der Form

$$P \cdot v = R \cdot T$$

P = Druck in kg/m²,
v = Spezifisches Volumen in kg/m³,
R = Gaskonstante $= \frac{848}{m}$,
m = Molekulargewicht,
T = Absolute Temperatur

ableiten zu können. Schon DANIEL BERNOULLI[6]) hat im Jahre 1738 in seiner Hydrodynamica aus den erwähnten Annahmen das BOYLEsche Gesetz, d. h. die Zustandsgleichung für konstante Temperatur abgeleitet. Bei den Feinheiten der Zähigkeit von Gasmischungen genügen jedoch diese Voraussetzungen nicht mehr. Hier spielen offenbar die molekularen Eigenschaften der Gase eine

[3]) M. Trautz, Sitzungsberichte der Heidelberger Akademie der Wissenschaften, Jahrgang 1929, 12. Abhandlung.
[4]) G. Jung und H. Schmick, Zeitschrift f. Physikalische Chemie, 7. Band, Heft 2, Seite 130 (1930).
[5]) H. Grüss und H. Schmick, Wissenschaftl. Veröffentlichungen aus dem Siemens-Konzern. 7. Band, 1. Heft, S. 202 (1928).
[6]) Daniel Bernoulli, Hydrodynamica, Argentorati, 1738. Sectio decima.

einflussreiche Rolle, so dass sie zu beobachtbaren Wirkungen führen. Es ist verlockend, mit Annahmen über Molekülform und mit Spekulationen über molekulare Kraftfelder zu versuchen, die Eigenschaften der innern Reibung in Gasgemischen zu erklären, und dies ist ja auch gemacht worden; aber die Durchführung solcher Rechnungen stösst heute doch noch auf grosse Schwierigkeiten.

Nicht nur von der theoretischen, auch von der praktischen Seite kommt immer mehr die Forderung nach der Aufstellung einer Mischungsgleichung mit dem Ziel, aus der blossen Kenntnis der Reibungskoeffizienten der einzelnen Komponenten die Viskosität der Mischung vorausberechnen zu können. Sind doch die technischen Gase meist komplizierte Mischungen einfacher Gase, die in Fernleitungen der nützlichen Verwendung zugeführt werden. Bei diesen Transportproblemen spielt aber die Viskosität eine wesentliche Rolle.

Im folgenden soll die SUTHERLAND-THIESENsche Gleichungsform der Reibung von binären Gasmischungen, d. h. von Mischungen, welche aus zwei einfachen Gasen bestehen, abgeleitet und diskutiert werden. Es zeigte sich dabei, dass die Lösung mehrdeutig ist, und dass es möglich ist, den ganzen Verlauf der Reibungskurve aus den Viskositätskoeffizienten der Einzelgase vorauszusagen, wenn nur e i n Punkt der Mischungskurve bekannt ist.

Die gaskinetische Erklärung der Viskosität.

Die Viskosität ist eine Material-Konstante. Sie ist deshalb nicht von der speziellen Art der Strömung abhängig, so dass ihre Bestimmung auch an einem besonderen Fall, z. B. einer Parallelströmung, untersucht werden kann, der für die mathematische Behandlung am geeignetsten erscheint.

Wir betrachten deshalb eine stationäre Parallelströmung eines zähen Gases, wobei jede zur xy-Ebene parallele Gasschicht eine sichtbare, makroskopische Geschwindigkeit u besitzt, welche parallel zur x-Achse und in jeder Schicht verschieden, aber konstant sei. Das heisst also: u ist eine Funktion von z. Entwickeln wir diese Funktion nach MAC LAURIN in eine Reihe und brechen mit dem zweiten Gliede ab, so gilt in der Nähe der xy-Ebene

$$u = u_0 + z \cdot \left(\frac{du}{dz}\right)_{z=o} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

wobei u_o die Geschwindigkeit der Schicht $z = o$ bedeutet.

Wegen der innern Reibung übt die schneller fliessende Schicht auf die angrenzende langsamere eine beschleunigende Wirkung aus und umgekehrt wirkt die langsamere auf die schnellere Schicht verzögernd. Mit andern Worten können wir dies auch so ausdrücken, dass wir sagen, dass von der einen Schicht auf die andere eine Kraft übertragen wird. Für diese Kraftwirkung hat schon NEWTON den grundlegenden Ansatz gemacht. Danach ist in der Nähe der xy-Ebene, wo also $z \cong 0$ ist,

$$dK = \eta \cdot dF \cdot \left(\frac{du}{dz}\right)_{z=o} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

das heisst, er nahm an, dass die von der einen auf die andere Schicht übertragene Kraft dem Flächenelement dF, an der sich die beiden Schichten berühren, und dem Geschwindigkeitsunterschied du der beiden Schichten direkt proportional, sowie der senkrechten Distanz dz der beiden Strömungsebenen umgekehrt proportional sei. Den konstanten Proportionalitätsfaktor η nennt man den Koeffizienten der innern Reibung oder auch die Zähigkeit oder die Viskosität. Im absoluten Maßsystem hat die Einheit von η die Dimension $g\ cm^{-1}\ s^{-1}$ und wird als 1 Poise bezeichnet.

Eine Kraft ist aber, ebenfalls nach NEWTON, dem Produkt von Masse mal Beschleunigung gleichzusetzen, oder sie ist, was gleichbedeutend ist, gleich Masse mal Geschwindigkeit pro Zeiteinheit, also gleich dem Impuls pro Zeiteinheit.

Nach der kinetischen Gastheorie entsteht nun die Kraftwirkung dK dadurch, dass die Gasmoleküle vermöge ihrer Wärmebewegung insgesamt auf das Flächenstück dF einen resultierenden Impuls pro Zeiteinheit übertragen, welcher der Kraft dK entspricht, und diese soll im folgenden berechnet werden.

Wir betrachten vorerst ein strömungsloses, ruhendes Gas, welches nicht aus verschiedenen Gasen gemischt, sondern aus einem einzigen einheitlichen Gas bestehen soll, dessen Moleküle alle gleich beschaffen seien.

In diesem Gas denken wir uns in 0 ein Flächenelement dF mit der Normalen z und errichten darüber ein schiefes Prisma, dessen Kante die Länge $c \cdot dt$ und die Richtung ϑ, φ hat (Fig. 1). c sei die mittlere Geschwindigkeit der Gasmoleküle.

Alle Moleküle, welche in einem bestimmten Zeitmoment in diesem Prisma vorhanden sind und deren mittlere Geschwindigkeit c eine Richtung ϑ, φ besitzen, werden nach der Zeit dt das Flächen-

element dF erreicht haben, wenn die Zeit dt so klein gewählt wird, dass diese Moleküle keine Zusammenstösse mit andern Molekülen erleiden. Pro cm³ sind nun $\frac{\nu}{4\pi} \cdot \sin\vartheta \; d\vartheta \cdot d\varphi$ Moleküle vorhanden, welche die angegebene Richtung besitzen [7]).

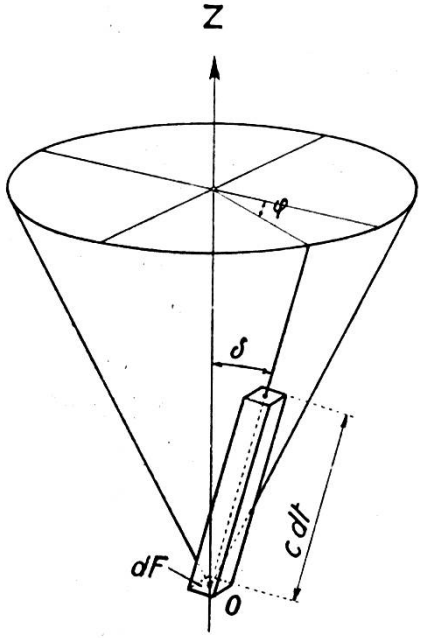


Fig. 1.

Also sind in dem Prisma vom Volumen $dF \cdot c \cdot dt \cdot \cos\vartheta$

$$\frac{dF \cdot c \cdot dt \cos\vartheta \cdot \nu \cdot \sin\vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi \cdot \nu}{4\pi}$$

Moleküle der besprochenen Art vorhanden. Dividiert man noch durch dt, so erhält man diejenige Anzahl $dN_{\vartheta,\varphi}$ von Molekülen, welche in einer Sekunde von der Richtung ϑ, φ in dF ankommen, zu

$$dN_{\vartheta,\varphi} = \frac{dF \cdot c \cdot \nu \cdot \sin\vartheta \cdot \cos\vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi}{4\pi} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Wo haben nun, vor dem Eintreffen in dF, die Moleküle ihren letzten molekularen Zusammenstoss erlitten? Offenbar dort, wo die

[7]) Ist ν die Anzahl Moleküle pro cm³ Gas, so werden die ν Moleküle ν verschiedene Geschwindigkeitsrichtungen besitzen, die alle gleich berechtigt sind und sich gleichmässig über den Raum verteilen. Auf den Raumwinkel 1 (Flächeneinheit der Einheitskugel) fallen dann $\frac{\nu}{4\pi}$ Geschwindigkeitsrichtungen. Nimmt man als Spielraum für die Richtung ϑ, φ einen Kegel, dessen Oeffnungswinkel $d\omega = \sin\vartheta d\vartheta \cdot d\varphi$ ist, so fallen in diesen Elementarkegel $\frac{\nu}{4\pi} \cdot \sin\vartheta d\vartheta \cdot d\varphi$ Geschwindigkeitsrichtungen. Das ist aber zugleich die Anzahl der Moleküle, deren Geschwindigkeiten die Richtung ϑ, φ besitzen.

Richtung ϑ, φ jene Kugelfläche trifft, deren Radius gleich der mittleren freien Weglänge λ ist und deren Zentrum in 0 liegt (Fig. 2). Alle jene Moleküle, welche auf dieser Kugel zum Zusammenstoss mit andern Molekülen kommen und deren Geschwindigkeitsrichtungen nach dem Stoss in die Richtung des zum Zusammenstoss-Punkt P gehörenden Kugelradius fallen und nach dem Kugelmittelpunkt zeigen, werden die Kugel mit der mittleren Geschwindigkeit c

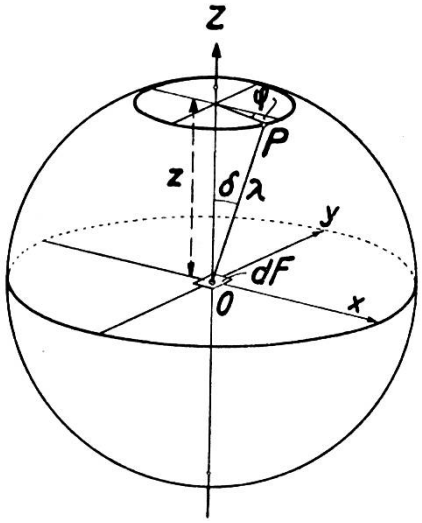


Fig. 2.

radial ohne weitere Zusammenstösse frei durchlaufen, um dann in dF wieder mit andern Molekülen zusammenzuprallen. Denn die Kugelradien sollen ja der mittleren freien Weglänge gleich sein, und die Definition von λ besagt eben, dass auf der Strecke λ im Mittel kein Zusammenstoss vorkommen soll.

Jedes dieser in dF eintreffenden Moleküle kommt mit der mittleren Geschwindigkeit c im Flächenelement an. Jedes bringt also den Impuls $m \cdot c$ nach dF (m = Masse eines Moleküls). Dies gilt für ein im gesamten ruhendes Gas, welches keine makroskopische, sichtbare Strömungsgeschwindigkeit besitzt.

Lassen wir jetzt diese bisherige Voraussetzung fallen. Das Gas besitze also eine sichtbare Strömung, und wir denken uns unsere Kugel Fig. 2 derart in die am Anfang erwähnte Parallelströmung hineingelegt, dass dF ein Element der xy-Ebene sei. Wir betrachten wieder alle diejenigen Moleküle, die auf dieser Kugel zusammenstossen und deren Geschwindigkeitsrichtungen nach dem Stoss in die Richtung des zum Zusammenstoss-Punkt gehörenden Kugelradius fallen. Diese Radialgeschwindigkeit nach dem Stoss ist aber jetzt die Resultierende R von 2 Geschwindigkeitskomponenten, näm-

lich von der makroskopischen Geschwindigkeit u und von der mittleren Geschwindigkeit c der Wärmebewegung des Moleküls. In Fig. 3, die diese Verhältnisse andeutet, ist der Geschwindigkeitsmaßstab willkürlich so gewählt, dass die Resultierende R gleich dem Kugelradius der mittleren freien Weglänge wird. Es wird nun in allen praktischen Fällen die Geschwindigkeit u der makroskopischen Strömung (höchstens einige Meter pro Sekunde) gegenüber der Wärmebewegung c (Grössenordnung einige hundert Meter pro

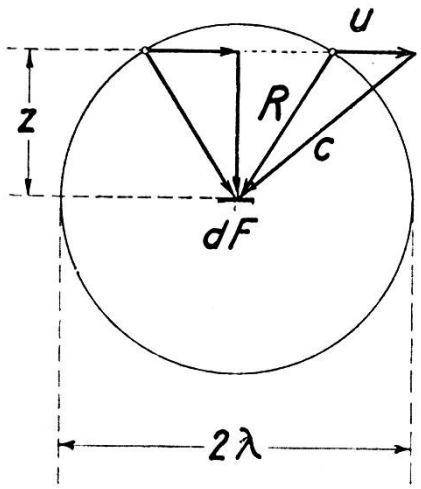


Fig. 3.

Sekunde) vernachlässigt werden können. Solange dies der Fall ist, dass also u gegenüber c verschwindet, ist es zulässig, die Gleichung (5) auch für bewegte Gase, also auch für die von uns betrachtete Parallelströmung, anzuwenden.

Jedes nach dF kommende Molekül überträgt in das Flächenelement eine radiale Impulskomponente $c \cdot m$, wie beim ruhenden Gas, und eine der Strömung parallele Impulskomponente $u \cdot m$. Gleichung (5) gibt die aus einer Richtung ϑ, φ in der Sekunde nach dF fliegenden Moleküle an. Aus dieser Richtung wird also pro Sekunde der Impuls

$$\mathrm{d}N_{\varphi,\vartheta} \cdot (c\,m + \boldsymbol{u}\,m)$$

übertragen, wobei das Pluszeichen eine geometrische Addition der Komponenten bedeutet. Den Gesamtwert erhalten wir durch eine Integration über alle möglichen Richtungen. Dabei verschwindet die Summe der cm Komponenten, weil sich je 2 Komponenten gegenseitig aufheben, wegen der allseitigen Symmetrie der Radialgeschwindigkeiten c.

Auf das Flächenelement dF wird somit als gesamte Impulsgrösse pro Sekunde, also als Kraft dK, der Wert des folgenden,

über die Kugeloberfläche erstreckten Doppelintegrals übertragen

$$dK = \iint dN_{\varphi,\vartheta} \cdot u\, m$$

oder, mit Berücksichtigung der Formeln (3) und (5),

$$dK = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{dF \cdot \nu \cdot c \cdot \sin\vartheta \cos\vartheta \cdot d\varphi \cdot d\vartheta}{4\pi} \left[u_0 + z \left(\frac{du}{dz}\right)_{z=o} \right] m$$

Substituiert man noch $z = \lambda \cos\vartheta$, so wird

$$dK = \frac{dF \cdot \nu \cdot c \cdot m \cdot 2\pi}{4\pi} \int_0^{\pi} \sin\vartheta \cos\vartheta \, d\vartheta \left[u_0 + \lambda \cos\vartheta \cdot \left(\frac{du}{dz}\right)_{z=o} \right].$$

Da $\int_0^{\pi} \sin\vartheta \cos\vartheta \cdot d\vartheta = 0$ ist, so ist

$$dK = \frac{\nu \cdot c \cdot m \cdot \lambda \cdot dF}{2} \cdot \left(\frac{du}{dz}\right)_{z=o} \cdot \int_0^{\pi} \sin\vartheta \cos^2\vartheta \cdot d\vartheta$$

Weil ferner $\int_0^{\pi} \sin\vartheta \cos^2\vartheta \, d\vartheta = \frac{2}{3}$ ist, wird

$$dK = \frac{\nu \cdot m \cdot c \cdot \lambda}{3} \cdot dF \cdot \left(\frac{du}{dz}\right)_{z=o} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

Ein Vergleich mit Gleichung (4) ergibt also

$$\eta = \frac{\nu \cdot m \cdot c \cdot \lambda}{3}$$

Unsere ganze bisherige Rechnung war nur eine ziemlich grobe Annäherungsrechnung mit teilweisen Voraussetzungen und Annahmen, die nicht genau der Wirklichkeit entsprechen. Verschiedene Autoren erhalten deshalb, je nach den verschiedenen speziellen Annahmen im Ausdruck von η, andere Konstantenwerte, die aber alle nicht weit von 1/3 abweichen. Wir schreiben deshalb allgemeiner statt $^1/_3$ die Konstante k und erhalten

$$\boxed{\eta = k \cdot \nu \cdot m \cdot c \cdot \lambda} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Stosszahl und freie Weglänge im Gasgemisch.

Im Volumen v_1 eines Gases 1 seien N_1 Moleküle enthalten und im Volumen v_2 eines Gases 2 seien N_2 Moleküle vorhanden. Beide Gase sollen unter demselben Druck stehen und dieselbe Temperatur haben. Dann gilt für die Anzahl Moleküle pro cm³ im ersten, bzw. zweiten Gas

$$\left.\begin{aligned} \nu_1 &= \frac{N_1}{v_1} \\ \nu_2 &= \frac{N_2}{v_2} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Mischen wir die beiden Gase zum Mischvolumen $v = v_1 + v_2$, so gilt für die Zahl der Moleküle pro cm³

$$\left.\begin{aligned} \nu_1 &= \frac{N_1}{v_1 + v_2} = \frac{N_1}{v} \\ \nu_2 &= \frac{N_2}{v_1 + v_2} = \frac{N_2}{v} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

Nach dem Ergebnis der klassischen Theorie der Gaskinetik (siehe z. B. BOLTZMANN, Vorlesungen über Gastheorie, Bd. I, Seite 69) ist die gesamte Zahl der Zusammenstösse, die zwischen den Molekülen des Gases 1 mit den Molekülen des Gases 2 in der Sekunde und pro cm³-Gemisch stattfinden, gleich

$$Z_{12} = 2\,\nu_1\,\nu_2 \left(\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}\right)^2 \cdot \sqrt{\frac{\pi}{h}\left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}\right)} \quad \ldots\ldots \quad (10)$$

Dabei sind ν_1 und ν_2 durch die Gleichungen (9) definiert. Ferner bedeuten

σ_1 = Durchmesser eines Moleküls (Durchmesser der Wirkungssphäre) des Gases 1;

σ_2 = Durchmesser eines Moleküls (Durchmesser der Wirkungssphäre) des Gases 2;

m_1 = Masse eines Moleküls des Gases 1;

m_2 = Masse eines Moleküls des Gases 2;

$h = \dfrac{1}{2\,kT} = \dfrac{L}{2\,RT}$

$k = \dfrac{R}{L}$

L = Anzahl Moleküle pro Mol, bei 0° C, 760 Torr;

R = Gaskonstante;

T = absolute Temperatur.

Sind in 1 cm³ Gemisch ν_1 Moleküle des Gases 1 und ν_2 Moleküle des Gases 2 vorhanden, so ist Z_{12} die Gesamtstosszahl zwischen den Molekülen des Gases 1 und des Gases 2 in der Sekunde. Ein Molekühl des Gases 1 stösst also $z_{12} = \dfrac{Z_{12}}{\nu_1}$ mal mit den Molekülen des Gases 2 zusammen,

$$z_{12} = 2\,\nu_2 \left(\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}\right)^2 \cdot \sqrt{\frac{\pi}{h}\left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}\right)} \quad \ldots\ldots \quad (11)$$

und analog

$$z_{21} = 2\,\nu_1 \left(\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}\right)^2 \cdot \sqrt{\frac{\pi}{h}\left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}\right)} \quad \ldots\ldots \quad (12)$$

Geben wir in (12) dem Molekül 2, welches mit den Molekülen 1 zusammenstösst, die Dimension eines Moleküls 1 und setzen

$$\sigma_2 = \sigma_1$$

und

$$m_2 = m_1$$

so erhält man die Einzelstosszahl dieses einen Moleküls des Gases 1 mit den andern gleichartigen Molekülen des Gases 1, also

$$z_{11} = 2\,\nu_1 \cdot \sigma_1^2 \cdot \sqrt{\frac{2\,\pi}{h\,m_1}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (13)$$

und analog erhält man

$$z_{22} = 2\,\nu_2 \cdot \sigma_2^2 \cdot \sqrt{\frac{2\,\pi}{h\,m_2}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (14)$$

das heisst also: Sind in der Volumeneinheit der binären Gasmischung ν_1 Moleküle dieses Gases vorhanden, so wird nach (13) ein einzelnes Molekül dieses Gases in der Sekunde z_{11}mal mit den gleichartigen Molekülen dieses Gases zusammenstossen. Dieses Einzelmolekül wird aber in derselben Sekunde auch noch mit den andern Molekülen des Gases 2 zusammentreffen, und die Anzahl dieser Zusammenstösse z_{12} wird nach (11) bestimmt.

Die gesamte Stosszahl eines einzelnen Moleküls 1 ist demnach

$$z_1 = z_{11} + z_{12} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (15)$$

und analog

$$z_2 = z_{22} + z_{21} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (16)$$

Die grundlegende Formel (10) ist nun unter der Annahme berechnet und erhalten worden, dass die Moleküle, ausser beim Zusammenstoss, keine Kräfte aufeinander ausüben. Sind aber Anziehungskräfte zwischen den Molekülen wirksam, so werden die Stosszahlen offenbar grösser als in den Gleichungen (11) bis (14) berechnet wurde. Wir multiplizieren deshalb jedes Glied der rechten Seite der Gleichungen (15) und (16) sinngemäss mit den Faktoren Θ_{11}, Θ_{12}, Θ_{22}, Θ_{21}, welche alle grösser als 1 sind. Ueber die Art und Grösse dieser Faktoren wollen wir hier keine näheren Voraussetzungen und Untersuchungen machen. Sie werden, je nach der zugrunde liegenden Theorie, verschieden berechnet. Die Einzelstosszahlen z_1 und z_2 erhalten so bei Berücksichtigung der molekularen Anziehungskräfte die Form:

$$z_1 = z_{11} \cdot \Theta_{11} + z_{12}\, \Theta_{12} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (17)$$

$$z_2 = z_{22} \cdot \Theta_{22} + z_{21}\, \Theta_{21} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (18)$$

Verfolgen wir nun ein einzelnes Molekül auf seinem Wege, so ist, da jeder Zusammenstoss eine freie Weglänge des Moleküls beendet, der gesamte von einem Molekül des Gases 1 in einer Sekunde zurückgelegte Weg gleich

$$\lambda_1 \cdot z_1 = \lambda_1 \cdot (z_{11}\, \Theta_{11} + z_{12}\, \Theta_{12})$$

Diese Wegstrecke pro Sekunde ist aber offenbar nichts anderes als die mittlere Geschwindigkeit c_1 dieses Moleküls;

$$\left.\begin{aligned} &\text{somit wird} \quad \lambda_1 = \frac{c_1}{z_{11}\, \Theta_{11} + z_{12}\, \Theta_{12}} \\ &\text{und ähnlich} \quad \lambda_2 = \frac{c_2}{z_{22}\, \Theta_{22} + z_{21}\, \Theta_{21}} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (19)$$

Setzen wir in diesen Formeln für die mittlere Geschwindigkeit die von Maxwell berechneten Beträge

$$\left.\begin{aligned} c_1 &= \frac{2}{\sqrt{\pi\, h\, m_1}} \\ c_2 &= \frac{2}{\sqrt{\pi h \cdot m_2}} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (20)$$

ein und berücksichtigen die Formeln (13) und (11), so wird, wenn wir noch den Faktor k_1 einführen, der noch weitere denkbare Einflüsse berücksichtigt

$$\lambda_1 = \frac{k_1}{\pi \left[\sqrt{2} \cdot \nu_1 \cdot \sigma_1^2 \cdot \Theta_{11} + \nu_2 \left(\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}\right)^2 \cdot \sqrt{1 + \frac{m_1}{m_2} \cdot \Theta_{12}}\right]} \quad \ldots \quad (21)$$

und ähnlich

$$\lambda_2 = \frac{k_1}{\pi \left[\sqrt{2} \cdot \nu_2 \cdot \sigma_2^2 \cdot \Theta_{22} + \nu_1 \left(\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}\right)^2 \cdot \sqrt{1 + \frac{m_2}{m_1} \cdot \Theta_{21}}\right]} \quad (22)$$

Darin sind ν_1 und ν_2 durch die Gleichung (9) bestimmt.

Gehen wir von der Mischung über zum Einzelgas, so ist ν_2, bzw. ν_1, in den obigen Gleichungen gleich 0 zu setzen, und wir erhalten für das Einzelgas

$$\lambda_{11} = \frac{k_1}{\pi \sqrt{2} \cdot \nu_1 \cdot \sigma_1^2 \cdot \Theta_{11}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (23)$$

$$\lambda_{22} = \frac{k_1}{\pi \sqrt{2} \cdot \nu_2 \cdot \sigma_2^2 \cdot \Theta_{22}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (24)$$

In diesen letzten Formeln ist ν_1 und ν_2 durch Gleichung (8) definiert.

Die Viskosität eines binären Gasgemisches.

Wie wir soeben in Gleichung (21) und (22) dargelegt haben, hat in einem binären Gasgemisch ein Molekül des Gases 1 eine andere freie Weglänge als ein Molekül des Gases 2. Befindet sich die Gasmischung in einem stationären Strömungszustand, so können wir wieder dieselben Ueberlegungen daran anwenden wie beim reinen Einzelgas. Wir haben uns jetzt aber um das Flächenelement dF als Mittelpunkt nicht nur eine Kugel wie in Fig. 2, sondern zwei Kugeln mit den Radien λ_1 und λ_2 zu denken. Beide Molekülarten 1 und 2 bringen von verschiedenen Distanzen λ_1 und λ_2 Impulse nach dF. Wir rechnen also so, als ob die beiden verschiedenen Molekülarten mit den mittleren freien Weglängen λ_1 und λ_2 im Mischgas ungestört nebeneinander existierten.

Setzen wir wieder an Stelle von 1/3 die Konstante k, so erhält man in Anlehnung an Gleichung (6) im Mischgas als Kraftwirkung dK_m auf das Flächenelement dF, entsprechend den beiden verschiedenen Weglängen, den Ausdruck

$$dK_m = k\,\nu_1\,m_1\,c_1\,\lambda_1 \cdot dF \left(\frac{du}{dz}\right)_{z=o} + k\,\nu_2\,m_2\,c_2\,\lambda_2\,dF \left(\frac{du}{dz}\right)_{z=o}$$

Da ferner nach (4) $dK_m = \eta_m \cdot dF \cdot \left(\frac{du}{dz}\right)_{z=o}$ gesetzt werden muss, kann η_m wie folgt dargestellt werden:

$$\eta_m = k\,\nu_1\,m_1\,c_1\,\lambda_1 + k\,\nu_2\,m_2\,c_2\,\lambda_2 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (25)$$

Im reinen Einzelgas ist die Viskosität laut Gleichung (7)

$$\eta_1 = k \cdot \nu_1 \cdot m_1 \cdot c_1 \cdot \lambda_{11}$$

und

$$\eta_2 = k \cdot \nu_2 \cdot m_2 \cdot c_2 \cdot \lambda_{22}$$

In diesen Gleichungen sind ν_1 und ν_2 nach Gleichung (8) und λ_{11} und λ_{22} nach Gleichung (23) und (24) einzusetzen, so dass

$$\eta_1 = \frac{(k\,m_1\,c_1)\,k_1}{\pi\sqrt{2}\,\sigma_1^2 \cdot \Theta_{11}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (26)$$

und

$$\eta_2 = \frac{(k\,m_2\,c_2)\,k_1}{\pi\sqrt{2}\,\sigma_2^2 \cdot \Theta_{22}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (27)$$

wird. Setzt man die aus diesen Gleichungen berechneten eingeklammerten Werte, sowie die Werte für λ_1 und λ_2 aus (21) und (22) in die Gleichung (25) ein, so erhält man für die Mischung, wenn die Abkürzung

$$\sigma = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (28)$$

benützt wird,

$$\eta_m = \frac{\eta_1 \pi \sqrt{2}\, \sigma_1^2\, \Theta_{11}\, \nu_1\, k_1}{k_1 \pi \left[\sqrt{2} \cdot \nu_1\, \sigma_1^2\, \Theta_{11} + \nu_2\, \sigma^2 \sqrt{1 + \frac{m_1}{m_2} \cdot \Theta_{12}}\right]} + \frac{\eta_2 \cdot \pi \sqrt{2}\, \sigma_2^2\, \Theta_{22}\, \nu_2\, k_1}{k_1 \pi \left[\sqrt{2} \cdot \nu_2\, \sigma_2^2\, \Theta_{22} + \nu_1\, \sigma^2 \sqrt{1 + \frac{m_2}{m_1} \cdot \Theta_{21}}\right]}$$

oder

$$\left.\begin{aligned} \eta_m = & \frac{\eta_1}{1 + \frac{\nu_2}{\nu_1}\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\sigma}{\sigma_1}\right)^2 \cdot \sqrt{1 + \frac{m_1}{m_2} \cdot \frac{\Theta_{12}}{\Theta_{11}}}\right]} \\ & + \frac{\eta_2}{1 + \frac{\nu_1}{\nu_2}\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\sigma}{\sigma_2}\right)^2 \cdot \sqrt{1 + \frac{m_2}{m_1} \cdot \frac{\Theta_{21}}{\Theta_{22}}}\right]} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (29)$$

Das Mischvolumen sei gleich 1 cm³ gesetzt. Das Partialvolumen des ersten Gases sei x. Dann ist das Partialvolumen des zweiten Gases $(1\text{-}x)$. Die Partialvolumina sind der Anzahl der Moleküle des betreffenden Gases pro cm³ Mischung proportional. Ferner sind die Molekülmassen den Molekulargewichten M proportional. Wir können also Gleichung (29) auch schreiben

$$\boxed{\eta_m = \frac{\eta_1}{1 + \frac{1-x}{x} \cdot A} + \frac{\eta_2}{1 + \frac{x}{1-x} B}} \quad \ldots\ldots \quad (30)$$

in welcher die Konstanten A und B die Abkürzungen sind für

$$A = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\sigma}{\sigma_1}\right)^2 \cdot \sqrt{1 + \frac{M_1}{M_2} \cdot \frac{\Theta_{12}}{\Theta_{11}}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (31)$$

$$B = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\sigma}{\sigma_2}\right)^2 \cdot \sqrt{1 + \frac{M_2}{M_1} \cdot \frac{\Theta_{21}}{\Theta_{22}}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (32)$$

Dividiert man die erste dieser Gleichungen durch die zweite, so wird

$$\frac{A}{B} = \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\right)^2 \cdot \sqrt{\frac{M_1}{M_2} \cdot \frac{\Theta_{12}}{\Theta_{21}} \cdot \frac{\Theta_{22}}{\Theta_{11}}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (33)$$

Die gaskinetischen Moleküldurchmesser σ_1 und σ_2 können aus den Gleichungen (26) und (27) bestimmt werden. Für die Geschwindigkeiten c_1 und c_2 sind die Gleichungen (20) zu verwenden.

$$\sigma_1^2 = \frac{k \cdot k_1 \cdot m_1 \cdot 2}{\pi\sqrt{2}\,\Theta_{11} \cdot \eta_1 \cdot \sqrt{\pi\, h\, m_1}} = \frac{2\,k\,k_1}{\pi\sqrt{2\,\pi\,h}} \cdot \frac{\sqrt{m_1}}{\eta_1\,\Theta_{11}} \quad \ldots \quad (34)$$

$$\sigma_2^2 = \frac{k \cdot k_1 \cdot m_2 \cdot 2}{\pi\sqrt{2}\,\Theta_{22} \cdot \eta_2 \cdot \sqrt{\pi\, h\, m_2}} = \frac{2\,k\,k_1}{\pi\sqrt{2\,\pi\,h}} \cdot \frac{\sqrt{m_2}}{\eta_2 \cdot \Theta_{22}} \quad \ldots \quad (35)$$

Durch Division erhält man das Verhältnis

$$\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\right)^2 = \sqrt{\frac{m_2}{m_1}} \cdot \frac{\eta_1}{\eta_2} \cdot \frac{\Theta_{11}}{\Theta_{22}} = \frac{\eta_1}{\eta_2} \cdot \sqrt{\frac{M_2}{M_1}} \cdot \frac{\Theta_{11}}{\Theta_{22}}$$

welches in (33) einzusetzen ist. Also

$$\frac{A}{B} = \frac{\eta_1}{\eta_2}\sqrt{\frac{M_2}{M_1}} \cdot \frac{\Theta_{11}}{\Theta_{22}}\sqrt{\frac{M_1}{M_2}} \cdot \frac{\Theta_{12}}{\Theta_{21}} \cdot \frac{\Theta_{22}}{\Theta_{11}} = \frac{\eta_1}{\eta_2} \cdot \frac{\Theta_{12}}{\Theta_{21}} = \frac{\eta_1}{\eta_2} \cdot \varphi \quad \ldots \quad (36)$$

Das Verhältnis von A zu B ist also gleich dem Verhältnis von η_1 zu η_2, multipliziert mit einer vorläufig noch unbekannten Konstantengrösse φ.

Die Frage, wie die Grössen Θ und damit auch φ aus den molekularen Daten erklärt werden kann, soll offen gelassen werden. Dagegen ist mir bei der Auswertung von in der Literatur zu findenden experimentellen Arbeiten über binäre Mischreibung bezüglich φ eine bemerkenswerte Gesetzmässigkeit aufgefallen. Es kann einfach

$$\varphi = \frac{s_2}{s_1} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (37)$$

gesetzt werden, wenn unter s_2 und s_1 das spezifische Gewicht der beiden Gase, bezogen auf Luft, verstanden wird. Damit wird

$$\boxed{\frac{A}{B} = \frac{\eta_1}{\eta_2} \cdot \frac{s_2}{s_1}} \quad \text{(Konstanten-Formel)} \quad \ldots \quad (38)$$

Indem man mit Hilfe dieser Gleichung B durch A ausdrückt und in (30) einsetzt, erhält man eine Gleichung für die binäre Mischgas-Reibung, in welcher nur noch e i n e unbekannte Konstante, nämlich A, vorkommt:

$$\eta_m = \frac{\eta_1}{1 + \frac{1-x}{x}\,A} + \frac{\eta_2}{1 + \frac{x}{1-x} \cdot \frac{\eta_2}{\eta_1} \cdot \frac{s_1}{s_2} \cdot A} \quad \ldots \ldots \quad (39)$$

Diskussion der aufgestellten Mischungsgleichung.

a) Bestimmung der Konstanten.

Mit der Abkürzung

$$\left.\begin{aligned} a &= \frac{1-x}{x} \\ b &= \frac{x}{1-x} \cdot \frac{\eta_2}{\eta_1} \cdot \frac{s_1}{s_2} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (40)$$

schreibt sich die Gleichung (39)

$$\eta_m = \frac{\eta_1}{1+aA} + \frac{\eta_2}{1+bA}$$

daraus wird

$$\eta_m (1+aA)(1+bA) = \eta_1 (1+bA) + \eta_2 (1+aA)$$

$$ab\,\eta_m A^2 + [\eta_m (a+b) - b\,\eta_1 - a\,\eta_2] \cdot A + (\eta_m - \eta_1 - \eta_2) = 0$$

Wir setzen

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= ab\,\eta_m \\ \beta &= \eta_m (a+b) - b\,\eta_1 - a\,\eta_2 \\ \gamma &= \eta_m - \eta_1 - \eta_2 \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (41)$$

dann ist

$$A^2 + \left(\frac{\beta}{\alpha}\right) A + \left(\frac{\gamma}{\alpha}\right) = 0$$

$$\boxed{A = -\frac{p}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{p}{2}\right)^2 - q}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (42)$$

Dabei ist

$$p = \frac{\beta}{\alpha} = \frac{\eta_m a}{ab\,\eta_m} + \frac{\eta_m b}{ab\,\eta_m} - \frac{b\,\eta_1}{ab\,\eta_m} - \frac{a\,\eta_2}{ab\,\eta_m} = \frac{1}{b} + \frac{1}{a} - \frac{1}{a}\,\frac{\eta_1}{\eta_m} - \frac{1}{b} \cdot \frac{\eta_2}{\eta_m}$$

$$p = \frac{1}{b}\left(1 - \frac{\eta_2}{\eta_m}\right) + \frac{1}{a}\left(1 - \frac{\eta_1}{\eta_m}\right)$$

und unter Berücksichtigung der Abkürzungen (40)

$$\boxed{p = \frac{1-x}{x} \cdot \frac{\eta_1}{\eta_2} \cdot \frac{s_2}{s_1}\left(1 - \frac{\eta_2}{\eta_m}\right) + \frac{x}{1-x}\left(1 - \frac{\eta_1}{\eta_m}\right)} \quad \ldots \quad (43)$$

ferner wird

$$q = \frac{\gamma}{\alpha} = \frac{\eta_m - \eta_1 - \eta_2}{ab\,\eta_m} = \frac{\eta_m - (\eta_1 + \eta_2)}{\frac{1-x}{x} \cdot \frac{x}{1-x} \cdot \frac{\eta_2}{\eta_1} \cdot \frac{s_1}{s_2} \cdot \eta_m} =$$

$$\boxed{q = \frac{\eta_m - (\eta_1 + \eta_2)}{\eta_m} \cdot \frac{\eta_1 \cdot s_2}{\eta_2 \cdot s_1}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (44)$$

Nach (38) ist

$$B = A \cdot \frac{\eta_2}{\eta_1} \cdot \frac{s_1}{s_2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (45)$$

Ist also η_m für einen Punkt der Mischungskurve bekannt, so kann daraus nach (43) und (44) p und q berechnet werden, da η_1, η_2, s_1, s_2 als bekannt vorausgesetzt werden dürfen. Nach (42) ist damit auch A bestimmt, so dass mit Hilfe von (39) der ganze Kurvenverlauf berechnet werden kann.

b) Bedingung für Linearität.

Für Linearität müssen die folgenden beiden Bedingungen gleichzeitig erfüllt sein:

$$\left.\begin{aligned} A &= 1 \\ \frac{\eta_2\, s_1}{\eta_1\, s_2} &= 1 \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (46)$$

Dann erhält Gleichung (39) die einfache Form

$$\eta_m = \frac{\eta_1}{1+\frac{1-x}{x}} + \frac{\eta_2}{1+\frac{x}{1-x}}$$

$$\eta_m = \eta_1 \cdot x + \eta_2 \cdot (1-x) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (45)$$

Das ist aber die lineare Mischungsgleichung für das Mischvolumen 1.

Experimentelle Nachprüfung der aufgestellten Mischungsgleichung.

In zahlreichen experimentellen Arbeiten haben MAX TRAUTZ und seine Mitarbeiter am Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Heidelberg sich der Aufgabe unterzogen, binäre Gasmischungen mit exakten Methoden möglichst genau zu vermessen. Diese Forschungsresultate, die alle in den Annalen der Physik erschienen sind, sind heute wohl die zuverlässigsten Daten, die wir über die binäre Mischgasreibung besitzen. Es war deshalb gegeben, solche Versuchsergebnisse der Nachprüfung der Konstanten-Formel zugrunde zu legen.

In den Tabellen I bis XI sind die Resultate verzeichnet. Die Versuchspunkte sind rund, die berechneten Punkte viereckig eingezeichnet. Die Versuchspunkte wurden durch eine Kurve miteinander verbunden. Das Mischvolumen ist stets gleich 1 gesetzt. x ist das Partialvolumen des ersten Gases; $1-x$ das Partialvolumen

des zweiten Gases. Die spezifischen Gewichte, bezogen auf Luft = 1, sind den Deutschen Ingenieur-Normen, DIN 1871, entnommen.

Als Basispunkt ist derjenige Punkt der experimentellen Kurve bezeichnet, der bei der Berechnung als bekannt vorausgesetzt wird. Mit den Abszissen und Ordinatenwerten dieses Basispunktes sind nach den Gleichungen (43) und (44) die Abkürzungen p und q ermittelt und damit nach (42) die positiven Werte von A und dann nach (45) B bestimmt worden. Damit ist dann mit (30) für die dem jeweiligen Versuch entsprechenden Abszissen der Wert η_m berechnet worden.

Wie die Tabellen I bis XI zeigen, liegen die Differenzen zwischen den so ermittelten Werten von η_m und den Versuchswerten innerhalb der Fehlergrenzen, mit denen die Versuche wohl ausgeführt werden konnten. Unzulässige Abweichungen zwischen Versuch und Berechnung zeigen sich nur in Tabelle VII bei der Mischung H_2—O_2. Eine experimentelle Nachprüfung wäre hier wünschenswert; Endgültiges kann in diesem Fall noch nicht ausgesagt werden. Es ist aber sonst bemerkenswert, wie gut selbst so eigentümliche Viskositätskurven, wie sie zum Beispiel bei der Mischung Wasserstoff—Propan (Tabelle IV) auftreten, die Konstanten-Formel bestätigen.

KARL F. HERZFELD [8]) hat eine ähnliche Formel [9]) wie (38) mathematisch abgeleitet. Da sich aber seine Ableitung einer Weglängenformel bedient, in welcher sich offensichtlich ein Druckfehder im Fusszeichen der Molekülmasse eingeschlichen hat [10]), ist der Beweis nicht haltbar. Ferner hat HERZFELD in den beiden unter Anmerkung [8]) angeführten Literaturstellen der Konstanten-Formel die Gültigkeit abgesprochen. Im Gegensatz dazu habe ich jedoch eine gute Uebereinstimmung zwischen Theorie und Experiment erhalten.

---

[8]) Müller-Pouillets Lehrbuch d. Phys., 3. Band, 11. Auflage (1925). K. F. Herzfeld: Kinetische Theorie der Wärme, S. 68.
Hand- und Jahrbuch der Chem. Phys., Band 3, Teil 2, Abschnitt IV, Artikel K. F. Herzfeld, S. 196 (1939).

[9]) Herzfeld rechnet mit Verhältnissen von Molekülmassen oder Molekulargewichten. In Formel (38) sind spezifische Gewichte eingesetzt, was unwesentlich ist.

[10]) Die benützte Formel für die freie Weglänge lautet mit den Bezeichnungen Herzfelds in Müller-Pouillet, Lehrbuch d. Phys., 3. Bd., Seite 46

$$\Lambda^{-1} = \left\{\pi \cdot \sqrt{2} \cdot N_1 \cdot d_1^2 + \pi N_2 \cdot \left(\frac{d_1 + d_2}{2}\right)^2 \cdot \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{m_1}}\right\} \frac{1}{v}$$

Der fettgedruckte Index des im Wurzelzeichen unter dem Bruchstrich stehenden m sollte nicht eine 1, sondern eine 2 sein. Siehe z. B. sinngemäss Boltzmann, Gastheorie I, Seite 70, oder Geiger-Scheel, Handb. d. Phys., Bd. IX, Artikel Jaeger, S. 399 (1926).

Und doch ist eine Ablehnung der Konstanten-Formel begreiflich, wenn man ihr nur die Nachprüfung von KARL SCHMITT [11]) zugrunde legt, die in der Literatur gerne zitiert wird. SCHMITT hat nach der Methode der kleinsten Quadrate die damals zur Verfügung stehenden Versuchsresultate der unter Prof. DORN am Physikalischen Institut der Universität Halle ausgeführten Arbeiten mit der SUTHERLAND-THIESENschen Gleichung (30) verglichen. Er fand dabei eine sehr gute Uebereinstimmung zwischen Versuch und Gleichung; jedoch haben die von ihm gefundenen Konstanten A und B ganz andere Werte als die von mir nach der Konstanten-Formel berechneten Ergebnisse. Selbst wenn man berücksichtigt, dass die von mir benützten und bereits genannten Heidelberger Versuchsresultate von den ältern Hallensischen Werten gewisse Abweichungen zeigen und dass auch die den verschieden aufgenommenen Kurven zugrunde liegenden konstanten Temperaturen nicht genau miteinander übereinstimmen, so genügen diese Abweichungen noch nicht, um die Differenz zwischen den verschieden ermittelten Konstanten A und B zu erklären. Das heisst aber, dass die Lösung der SUTHERLAND-THIESENschen Gleichung bezüglich der Konstanten A und B mehrdeutig ist. Immerhin sind noch weitere genauere Nachprüfungen vorzusehen. Eine Zusammenstellung der verschiedenen Werte zeigt Tabelle XII.

Bei einer so überaus komplizierten Erscheinung, wie es die Misch-Viskosität darstellt, kann kaum eine bessere Uebereinstimmung zwischen Theorie und Wirklichkeit erwartet werden, als es in den Tabellen I bis XI nachgewiesen wird. Dies darf wohl nicht mehr auf Zufälligkeiten zurückgeführt werden, sondern muss in Gesetzmässigkeiten seinen Grund haben, welche in weiteren Arbeiten noch aufgeklärt werden müssen.

Zusammenfassung.

1. Ist in der SUTHERLAND-THIESENschen Formel

$$\eta_m = \frac{\eta_1}{1+\frac{1-x}{x}A} + \frac{\eta_2}{1+\frac{x}{1-x}B}$$

für ein bestimmtes Partialvolumen x des ersten Gases die Mischviskosität η_m bekannt, so kann, unter Heranziehung der aufgestellten Konstantenformel

[11]) K. Schmitt, Ann. d. Physik. **30**, 393, (1909).

$$\frac{A}{B} = \frac{\eta_1}{\eta_2} \cdot \frac{s_2}{s_1}$$

der Konstantenwert A als die positive Wurzel einer quadratischen Gleichung berechnet werden. Damit ist, durch die Konstantenformel, auch B bestimmt.

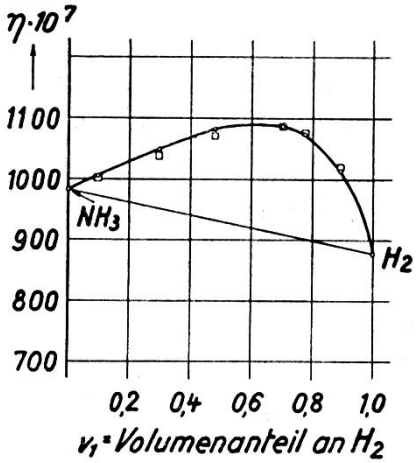
Berechnet man mit den so erhaltenen Werten A und B die Viskositätskurve für verschiedene Mischungsverhältnisse, so ergeben sich in 10 nachgerechneten Fällen gute Uebereinstimmungen mit den Heidelberger Versuchsresultaten.

Es ist also möglich, die Viskosität einer binären Gasmischung vorauszuberechnen, wenn nur für *ein* bestimmtes Mischungsverhältnis die Mischviskosität bekannt ist.

2. Die nach der aufgestellten Konstanten-Formel bestimmten Werte A und B sind nicht die einzige Möglichkeit der SUTHERLAND-THIESENschen Gleichung und damit der Wirklichkeit zu genügen, da die von K. SCHMITT gefundenen Werte ebenfalls eine befriedigende Lösung der Gleichung darstellen.

Misch-Viskosität der Isotherme 20° C Wasserstoff - Ammoniak	$H_2 - NH_3$

Versuchspunkte nach Trautz u. Heberling, Anm. d. Phys. **10**, 155 (1931)



$\eta_1 = \eta_{H_2} = 877 \cdot 10^{-7}\ P$, $\eta_2 = \eta_{NH_3} = 982 \cdot 10^{-7}\ P$ } Trautz und Heberling

$s_1 = s_{H_2} = 0{,}0695$, $s_2 = s_{NH_3} = 0{,}5967$ } DIN 1871

Basispunkt:

$x = 0{,}7025$, $\eta_m = 1087 \cdot 10^{-7}\ P$ } aus Versuch ausgewählt

$$\frac{\eta_1}{\eta_2}\,\frac{s_2}{s_1} = 7{,}6675,\quad \frac{\eta_2}{\eta_1}\,\frac{s_1}{s_2} = 0{,}1304,\quad \frac{1-x}{x} = 0{,}4234,\quad \frac{x}{1-x} = 2{,}3613$$

$$p = 0{,}3136 + 0{,}4562 = 0{,}7698 \qquad A = 1{,}9801$$

$$q = \frac{1087 - 1859}{1087} \cdot 7{,}6675 = -5{,}4455 \qquad B = 0{,}2582$$

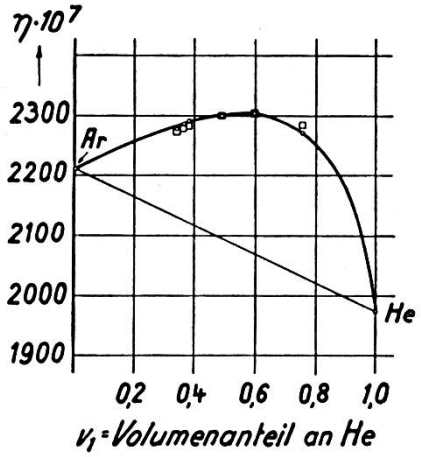
Probe:

x Versuch	$\alpha = \frac{1-x}{x}$	$\beta = \frac{x}{1-x}$	$\frac{\eta_1}{1+\alpha A}$	$\frac{\eta_2}{1+\beta B}$	$\eta_m \cdot 10^7$ berechnet	$\eta_m \cdot 10^7$ Versuch	Differenz %
1	—	—	—	—	—	877	—
0,8918	0,1213	8,2421	707,20	313,92	1021,12	1011	+ 1,00
0,7761	0,2884	3,4662	558,24	518,23	1076,47	1072	+ 0,41
0,7025	0,4234	2,3613	477,07	610,08	1087,15	1087	+ 0,01
0,4823	1,0733	0,9316	280,62	791,61	1072,23	1080	— 0,72
0,2913	2,4328	0,4110	150,76	887,80	1038,56	1047	— 0,80
0,0995	9,0502	0,1104	46,35	954,78	1001,13	1004	— 0,28
0	—	—	—	—	—	982	—

Tabelle II

Misch-Viskosität der Isotherme 20° C Helium - Argon	He — Ar

Versuchspunkte nach Trautz u. Binkele Ann. d. Phys. **5**, 561, (1930)
Trautz u. Kipphan Ann. d. Phys. **2**, 743, (1929)



$\eta_1 = \eta_{He} = 1973 \cdot 10^{-7} P$
$\eta_2 = \eta_{Ar} = 2211 \cdot 10^{-7} P$ } Trautz Binkele Kipphan

$s_1 = s_{He} = 0{,}1381$
$s_2 = s_{Ar} = 1{,}3799$ } DIN 1871

Basispunkt:

$x = 0{,}5966$
$\eta_m = 2304 \cdot 10^{-7} P$ } Aus Versuch ausgewählt

$$\frac{\eta_1 s_2}{\eta_2 s_1} = 8{,}9164, \quad \frac{\eta_2 s_1}{\eta_1 s_2} = 0{,}1121, \quad \frac{1-x}{x} = 0{,}6761, \quad \frac{x}{1-x} = 1{,}4789$$

$$p = 0{,}2435 + 0{,}2125 = 0{,}4560$$

$$q = \frac{2304 - 4184}{2304} \cdot 8{,}9164 = -7{,}2755$$

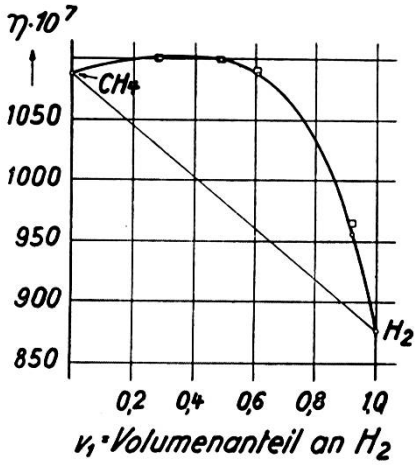
A = 2,4789
B = 0,2778

Probe:

x Versuch	$\alpha = \frac{1-x}{x}$	$\beta = \frac{x}{1-x}$	$\frac{\eta_1}{1+\alpha A}$	$\frac{\eta_2}{1+\beta B}$	$\eta_m \cdot 10^7$ berechnet	$\eta_m \cdot 10^7$ Versuch	Differenz %
1	—	—	—	—	—	1973	—
0,4906	1,0383	0,9630	552,07	1744,37	2296,44	2296	+ 0,01
0,3820	1,6178	0,6181	393,78	1887,00	2280,78	2291	— 0,48
0,3405	1,9368	0,5163	340,10	1933,70	2273,80	2278	— 0,18
0	—	—	—	—	—	2211	—
0,3660	1,7322	0,5773	372,69	1905,54	2278,23	2286	— 0,34
0,5966	0,6761	1,4789	737,32	1567,19	2304,51	2304	+ 0,02
0,7565	0,3218	3,1067	1097,51	1186,79	2284,30	2270	+ 0,63

Misch-Viskosität der Isotherme 20° C Wasserstoff - Methan	$H_2 - CH_4$

Versuchspunkte nach Max Trautz und Karl Georg Sorg,
Ann. d. Phys. **10**, 81 (1931)



$\eta_1 = \eta_{H_2} = 876 \cdot 10^{-7} P$, $\eta_2 = \eta_{CH_4} = 1087 \cdot 10^{-7} P$ } Trautz und Sorg

$s_1 = s_{H_2} = 0{,}0695$, $s_2 = s_{CH_4} = 0{,}5545$ } DIN 1871

Basispunkt:

$x = 0{,}4855$, $\eta_m = 1098 \cdot 10^{-7} P$ } aus Versuch ausgewählt

$$\frac{\eta_1}{\eta_2}\frac{s_2}{s_1} = 6{,}4297, \quad \frac{\eta_2}{\eta_1}\frac{s_1}{s_2} = 0{,}1555, \quad \frac{1-x}{x} = 1{,}0597, \quad \frac{x}{1-x} = 0{,}9436$$

$$p = 0{,}0688 + 0{,}1907 = 0{,}2595 \qquad A = 2{,}1246$$

$$q = \frac{1098 - 1963}{1098} \cdot 6{,}4297 = -5{,}0653 \qquad B = 0{,}3303$$

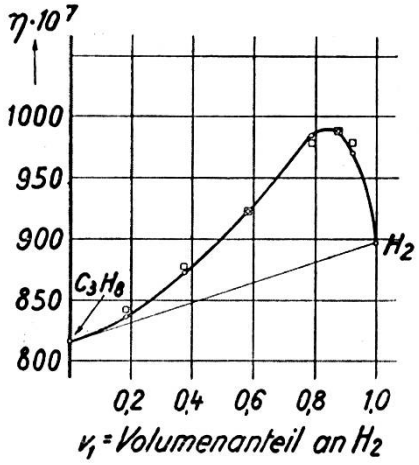
Probe:

x Versuch	$\alpha = \frac{1-x}{x}$	$\beta = \frac{x}{1-x}$	$\frac{\eta_1}{1+\alpha A}$	$\frac{\eta_2}{1+\beta B}$	$\eta_m \cdot 10^7$ berechnet	$\eta_m \cdot 10^7$ Versuch	Differenz %
1	—	—	—	—	—	876	—
0,9223	0,0842	11,8700	743,12	220,90	964,02	955	+ 0,94
0,6022	0,6605	1,5138	364,51	724,66	1089,17	1086	+ 0,29
0,4855	1,0597	0,9436	269,42	828,75	1098,17	1098	+ 0,01
0,2808	2,5612	0,3904	135,99	962,88	1098,87	1099	− 0,01
0	—	—	—	—	—	1087	—

Tabelle IV

Misch-Viskosität der Isotherme 26,9° C Wasserstoff - Propan	$H_2 - C_3H_8$

Versuchspunkte nach M. Trautz und F. Kurz,
Ann. d. Phys. 9, 992 (1931)



$\eta_1 = \eta_{H_2} = 891 \cdot 10^{-7} P$
$\eta_2 = \eta_{C_3H_8} = 817 \cdot 10^{-7} P$ } Trautz und Kurz

$s_1 = s_{H_2} = 0{,}0695$
$s_2 = s_{C_3H_8} = 1{,}562$ } DIN 1871

Basispunkt:

$x = 0{,}5818$
$\eta_m = 924 \cdot 10^{-7} P$ } Aus Versuch ausgewählt

$$\frac{\eta_1\, s_2}{\eta_2\, s_1} = 24{,}5104, \quad \frac{\eta_2\, s_1}{\eta_1\, s_2} = 0{,}0407, \quad \frac{1-x}{x} = 0{,}7188, \quad \frac{x}{1-x} = 1{,}3912$$

$$p = 2{,}0419 + 0{,}0498 = 2{,}0917$$

$$q = \frac{924 - 1708}{924} \cdot 24{,}5104 = -20{,}7923$$

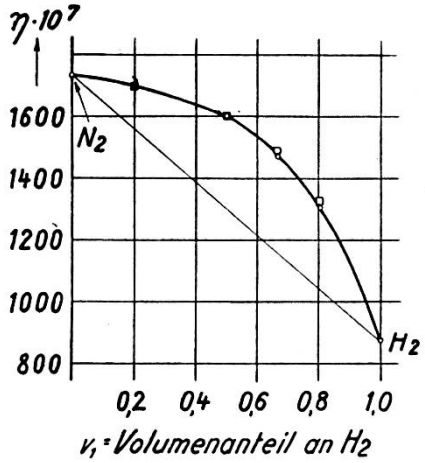
A = 3,6324
B = 0,1478

Probe:

x Versuch	$\alpha = \frac{1-x}{x}$	$\beta = \frac{x}{1-x}$	$\frac{\eta_1}{1+\alpha A}$	$\frac{\eta_2}{1+\beta B}$	$\eta_m \cdot 10^7$ berechnet	$\eta_m \cdot 10^7$ Versuch	Differenz %
1	—	—	—	—	—	891	—
0,9225	0,0840	11,9032	682,70	296,10	978,8	970	+ 0,90
0,8750	0,1428	7,0000	586,68	401,55	988,23	987	+ 0,12
0,7882	0,2687	3,7214	450,91	527,09	978,00	985	− 0,71
0,5818	0,7188	1,3912	246,75	677,67	924,42	924	+ 0,04
0,3704	1,6997	0,5883	124,20	751,67	875,87	873,6	+ 0,25
0,1821	4.4914	0,2226	51,45	790,97	842,42	836	+ 0,76
0	—	—	—	—	—	817	—

Misch-Viskosität der Isotherme 19° C Wasserstoff - Stickstoff	$H_2 - N_2$

Versuchspunkte nach Trautz u. Baumann, Ann. d. Phys. **2**, 733 (1929)



$\eta_1 = \eta_{H_2} = 874 \cdot 10^{-7}\,P$, $\eta_2 = \eta_{N_2} = 1739 \cdot 10^{-7}\,P$ } Trautz und Baumann

$s_1 = s_{H_2} = 0{,}0695$, $s_2 = s_{N_2} = 0{,}9673$ } DIN 1871

Basispunkt:

$x = 0{,}5053$, $\eta_m = 1598 \cdot 10^{-7}\,P$ } Aus Versuch ausgewählt

$$\frac{\eta_1\, s_2}{\eta_2\, s_1} = 6{,}9950, \quad \frac{\eta_2\, s_1}{\eta_1\, s_2} = 0{,}1429, \quad \frac{1-x}{x} = 0{,}9790, \quad \frac{x}{1-x} = 1{,}0214$$

$$p = -0{,}6040 + 0{,}4627 = -0{,}1413$$

$$q = \frac{1598 - 2613}{1598} \cdot 6{,}9950 = -4{,}4430$$

$A = 2{,}1796$
$B = 0{,}3114$

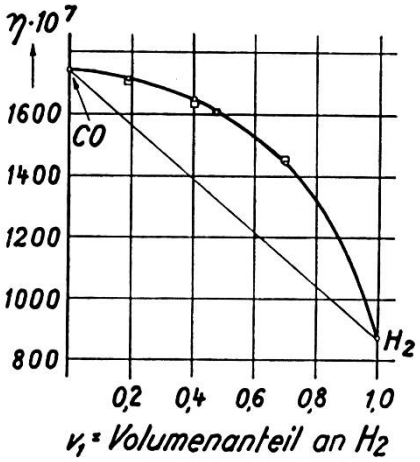
Probe:

x Versuch	$\alpha = \frac{1-x}{x}$	$\beta = \frac{x}{1-x}$	$\frac{\eta_1}{1+\alpha A}$	$\frac{\eta_2}{1+\beta B}$	$\eta_m \cdot 10^7$ berechnet	$\eta_m \cdot 10^7$ Versuch	Differenz %
1	—	—	—	—	—	874	—
0,8077	0,2380	4,2002	575,49	753,49	1328,98	1305	+ 1,83
0,6672	0,4988	2,0048	418,76	1070,68	1489,44	1472	+ 1,18
0,5053	0,9790	1,0214	278,89	1319,42	1598,31	1598	0,00
0,2021	3,9480	0,2532	90,99	1611,97	1702,96	1703	0,00
0	—	—	—	—	—	1739	—

Tabelle VI

Misch-Viskosität der Isotherme 19° C Wasserstoff - Kohlenoxyd	$H_2 - CO$

Versuchspunkte nach M. Trautz und Baumann,
Anm. d. Phys. **2**, 733 (1929)



$\eta_1 = \eta_{H_2} = 874 \cdot 10^{-7} P$, $\eta_2 = \eta_{CO} = 1745 \cdot 10^{-7} P$ } Trautz und Baumann

$s_1 = s_{H_2} = 0{,}0695$, $s_2 = s_{CO} = 0{,}9669$ } DIN 1871

Basispunkt:

$x = 0{,}4755$, $\eta_m = 1610 \cdot 10^{-7} P$ } Aus Versuch ausgewählt

$$\frac{\eta_1 \, s_2}{\eta_2 \, s_1} = 6{,}9680, \quad \frac{\eta_2 \, s_1}{\eta_1 \, s_2} = 0{,}1435, \quad \frac{1-x}{x} = 1{,}1030, \quad \frac{x}{1-x} = 0{,}9065$$

$$p = -0{,}6440 + 0{,}4144 = -0{,}2296$$

$$q = \frac{1610 - 2619}{1610} \cdot 6{,}9680 = -4{,}3669$$

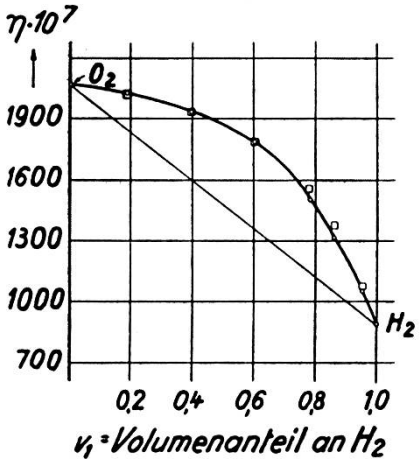
$A = 2{,}2076$
$B = 0{,}3167$

Probe:

x Versuch	$\alpha = \frac{1-x}{x}$	$\beta = \frac{x}{1-x}$	$\frac{\eta_1}{1+\alpha A}$	$\frac{\eta_2}{1+\beta B}$	$\eta_m \cdot 10^7$ berechnet	$\eta_m \cdot 10^7$ Versuch	Differenz %
1	—	—	—	—	—	874	—
0,6947	0,4394	2,2754	443,65	1014,18	1457,83	1449	+ 0,60
0,4755	1,1030	0,9065	254,44	1355,86	1610,30	1610	+ 0,01
0,4096	1,4414	0,6937	208,99	1430,79	1639,78	1651	— 0,67
0,1927	4,1894	0,2386	85,28	1622,50	1707,78	1717	— 0,53
0	—	—	—	—	—	1745	—

Misch-Viskosität der Isotherme 26,9° C Wasserstoff - Sauerstoff	$H_2 - O_2$

Versuchspunkte nach Max Trautz und Albert Melster,
Ann. d. Phys. 7, 414, (1930)



$$\left.\begin{aligned} \eta_1 &= \eta_{H_2} = 889 \cdot 10^{-7} P \\ \eta_2 &= \eta_{O_2} = 2057 \cdot 10^{-7} P \end{aligned}\right\} \text{Trautz und Melster}$$

$$\left.\begin{aligned} s_1 &= s_{H_2} = 0{,}0695 \\ s_2 &= s_{O_2} = 1{,}1053 \end{aligned}\right\} \text{DIN 1871}$$

Basispunkt:

$$\left.\begin{aligned} x &= 0{,}6030 \\ \eta_m &= 1784 \cdot 10^{-7} P \end{aligned}\right\} \text{Aus Versuch ausgewählt}$$

$$\frac{\eta_1\, s_2}{\eta_2\, s_1} = 6{,}8732, \quad \frac{\eta_2\, s_1}{\eta_1\, s_2} = 0{,}1454, \quad \frac{1-x}{x} = 0{,}6583. \quad \frac{x}{1-x} = 1{,}5188$$

$$p = -0{,}6922 + 0{,}7619 = 0{,}0697$$

$$q = \frac{1784 - 2946}{1784} \cdot 6{,}8732 = -4{,}4768$$

$$A = 2{,}0813$$
$$B = 0{,}3026$$

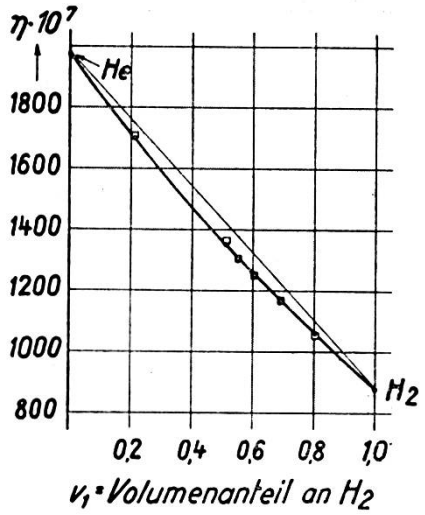
Probe:

x Versuch	$\alpha = \frac{1-x}{x}$	$\beta = \frac{x}{1-x}$	$\frac{\eta_1}{1+\alpha A}$	$\frac{\eta_2}{1+\beta B}$	$\eta_m \cdot 10^7$ berechnet	$\eta_m \cdot 10^7$ Versuch	Differenz %
1	—	—	—	—	—	889	—
0,9586	0,0434	23,1545	815,82	256,90	1072,72	1053	+ 1,87
0,8633	0,1583	6,3152	668,72	706,65	1375,37	1314	+ 4,66
0,7808	0,2807	3,5620	561,16	989,98	1551,14	1494	+ 3,82
0,6030	0,6583	1,5188	375,09	1409,38	1784,47	1784	+ 0,02
0,3945	1,5358	0,6515	211,84	1718,31	1930,15	1925	+ 0,26
0,1835	4,4495	0,2247	86,64	1924,33	2010,97	2019	— 0,39
0	—	—	—	—	—	2057	—

Tabelle VIII

Misch-Viskosität der Isotherme 20° C Wasserstoff - Helium	H_2 — He

Versuchspunkte nach Trautz u. Binkele Ann. d. Phys. **5**, 561 (1930)
Trautz u. Kipphan Ann. d. Phys. **2**, 743, (1929)



$\eta_1 = \eta_{H_2} = 875 \cdot 10^{-7} P$
$\eta_2 = \eta_{He} = 1974 \cdot 10^{-7} P$ } Trautz Binkele Kipphan

$s_1 = s_{H_2} = 0{,}0695$
$s_2 = s_{He} = 0{,}1381$ } DIN 1871

Basispunkt:

$x = 0{,}6069$
$\eta_m = 1252 \cdot 10^{-7} P$ } Aus Versuch ausgewählt

$$\frac{\eta_1}{\eta_2}\frac{s_2}{s_1} = 0{,}8807, \quad \frac{\eta_2}{\eta_1}\frac{s_1}{s_2} = 1{,}1353, \quad \frac{1-x}{x} = 0{,}6477, \quad \frac{x}{1-x} = 6{,}5438$$

$$p = -0{,}3288 + 0{,}4649 = 0{,}1361$$

$$q = \frac{1252 - 2849}{1252} \cdot 0{,}8807 = -1{,}1233$$

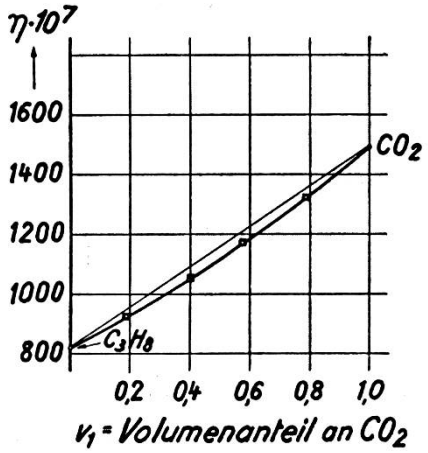
$A = 0{,}9940$
$B = 1{,}1284$

Probe:

x Versuch	$\alpha = \frac{1-x}{x}$	$\beta = \frac{x}{1-x}$	$\frac{\eta_1}{1+\alpha A}$	$\frac{\eta_2}{1+\beta B}$	$\eta_m \cdot 10^7$ berechnet	$\eta_m \cdot 10^7$ Versuch	Differenz %
1	—	—	—	—	—	875	—
0,6918	0,4455	2,2446	606,45	558,76	1165,21	1166	—0,06
0,6069	0,6477	1,5438	532,30	719,91	1252,21	1252	+0,01
0,5520	0,8115	1,2321	484,33	825,83	1310,16	1317	—0,51
0	—	—	—	—	—	1974	—
0,2163	3,6232	0,2759	190,15	1505,37	1695,52	1694	+0,08
0,5130	0,9493	1,0533	450,19	901,98	1352,17	1351	+0,08
0,8040	0,2437	4,1020	704,39	350,70	1055,09	1061	—0,55

Misch-Viskosität der Isotherme 26,9° C Kohlensäure - Propan	$CO_2 - C_3H_8$

Versuchspunkte nach Max Trautz u. Friedrich Kurz,
Ann. d. Phys. **9**, 992 (1931)



$\eta_1 = \eta_{CO_2} = 1493 \cdot 10^{-7}\,P$
$\eta_2 = \eta_{C_3H_8} = 817 \cdot 10^{-7}\,P$ } Trautz und Kurz

$s_1 = s_{CO_2} = 1{,}5291$
$s_2 = s_{C_3H_8} = 1{,}562$ } DIN 1871

Basispunkt:

$x = 0{,}5776$
$\eta_m = 1174 \cdot 10^{-7}\,P$ } Aus Versuch ausgewählt

$$\frac{\eta_1}{\eta_2}\,\frac{s_2}{s_1} = 1{,}8667, \quad \frac{\eta_2}{\eta_1}\,\frac{s_1}{s_2} = 0{,}5356, \quad \frac{1-x}{x} = 0{,}7313, \quad \frac{x}{1-x} = 1{,}3674$$

$$p = 0{,}4151 - 0{,}3715 = 0{,}0436$$

$$q = \frac{1174 - 2310}{1174} \cdot 1{,}8667 = -1{,}8063$$

$A = 1{,}3223$
$B = 0{,}7082$

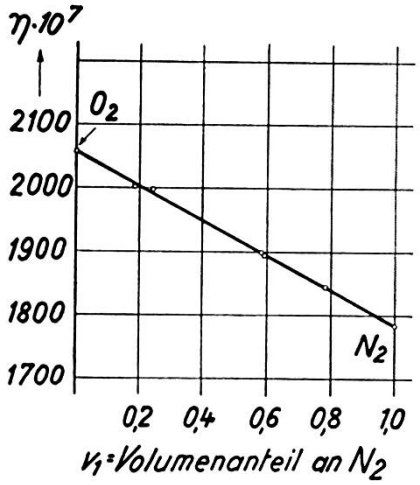
Probe:

x Versuch	$\alpha = \frac{1-x}{x}$	$\beta = \frac{x}{1-x}$	$\frac{\eta_1}{1+\alpha A}$	$\frac{\eta_2}{1+\beta B}$	$\eta_m \cdot 10^7$ berechnet	$\eta_m \cdot 10^7$ Versuch	Differenz %
1	—	—	—	—	—	1493	—
0,7883	0,2685	3,7236	1101,84	224,63	1326,47	1326	+ 0,03
0,5776	0,7313	1,3674	759,06	415,07	1174,13	1174	+ 0,01
0,4025	1,4844	0,6736	503,91	553,14	1057,05	1058	— 0,08
0,1893	4,2826	0,2334	224,07	701,16	925,23	926,4	— 0,12
0	—	—	—	—	—	817	—

Misch-Viskosität der Isotherme 26,9° C Stickstoff - Sauerstoff	$N_2 - O_2$

Versuchspunkte nach M. Trautz und A. Melster

Ann. d. Phys. 7, 409 (1930)



$\eta_1 = \eta_{N_2} = 1781 \cdot 10^{-7}\ P$, $\eta_2 = \eta_{O_2} = 2057 \cdot 10^{-7}\ P$ } Trautz und Melster

$s_1 = s_{N_2} = 0{,}9673$, $s_2 = s_{O_2} = 1{,}1053$ } DIN 1871

Basispunkt:

$x = 0{,}5893$, $\eta_m = 1894 \cdot 10^{-7}\ P$ } Aus Versuch ausgewählt

$$\frac{\eta_1\, s_2}{\eta_2\, s_1} = 0{,}9893, \quad \frac{\eta_2\, s_1}{\eta_1\, s_2} = 1{,}0107, \quad \frac{1-x}{x} = 0{,}6969, \quad \frac{x}{1-x} = 1{,}4348$$

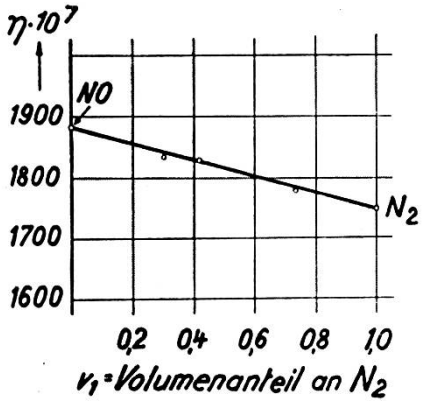
$$p = -0{,}0592 + 0{,}0856 = 0{,}0264 \qquad A = 1{,}0372$$

$$q = \frac{1894-3838}{1894} \cdot 0{,}9893 = -1{,}0154 \qquad B = 1{,}0482$$

Die Werte für A und für $\frac{\eta_2\, s_1}{\eta_1\, s_2}$ sind beide $\cong 1$, somit wird auch $B \cong 1$. Die Kurve der Misch-Viskosität wird also nahezu eine Gerade.

Misch-Viskosität der Isotherme 20° C Stickstoff - Stickoxyd	N_2—NO

Versuchspunkte nach Max Trautz und Ernst Gabriel,
Ann. d. Phys. **11**, 606 (1931)



$\eta_1 = \eta_{N_2} = 1747 \cdot 10^{-7}\ P$, $\eta_2 = \eta_{NO} = 1882 \cdot 10^{-7}\ P$ } Trautz und Gabriel

$s_1 = s_{N_2} = 0{,}9673$, $s_2 = s_{NO} = 1{,}0367$ } DIN 1871

Basispunkt:

$x = 0{,}4163$, $\eta_m = 1827 \cdot 10^{-7}\ P$ } Aus Versuch ausgewählt

$$\frac{\eta_1\, s_2}{\eta_2\, s_1} = 0{,}9948, \quad \frac{\eta_2\, s_1}{\eta_1\, s_2} = 1{,}0051, \quad \frac{1-x}{x} = 1{,}4021, \quad \frac{x}{1-x} = 0{,}7132$$

$$p = -0{,}0419 + 0{,}0312 = -0{,}0107 \qquad A = 0{,}9958$$

$$q = \frac{1827-3629}{1827} \cdot 0{,}9948 = -0{,}9811 \qquad B = 1{,}0008$$

Die Werte für A und für $\frac{\eta_2\, s_1}{\eta_1\, s_2}$ sind beide $\cong 1$, somit wird auch $B \cong 1$. Die Kurve der Misch-Viskosität wird also nahezu eine Gerade.

Tabelle XII

Gegenüberstellung der verschiedenen ermittelten Konstanten A und B

Mischung	Versuchs-temperatur	Nach Schmitt		Versuchs-temperatur	Nach Schudel		Tabelle
		A	*B*		A	B	
Ar—He	15 ° C	0,343	2,032	20 ° C	0,2778	2,4789	II
N_2—H_2	15 ° C	0,23	3,57	19 ° C	0,3114	2,1796	V
O_2—H_2	15 ° C	0,373	1,362	26,9 ° C	0,3026	2,0813	VII
O_2—N_2	15 ° C	0,456	2,443	26,9 ° C	1,0482	1,0372	X

Wird in Gleichung (30) Gas 1 als Gas 2 bezeichnet und Gas 2 als Gas 1, so ist statt x der Wert $(1-x)$ zu setzen. Ferner sind die Konstanten A und B miteinander zu vertauschen. Die Reihenfolge der Mischgaskomponenten ist in obiger Tabelle nach K. Schmidt, Ann. d. Phys. **30**, 393 (1909), angeschrieben. Diese Reihenfolge ist gerade umgekehrt als in unsern Tabellen II, V, VII und X. Deshalb sind in obiger Tabelle XII, zum Vergleich mit den Schmittschen Konstanten die Werte A und B gegenüber den Werten der vorangehenden Tabellen vertauscht.