Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 7 (1934)
Heft: VII

Artikel: Über schallempfindliche Flammen
Autor: Zickendraht, Hans
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-110397

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: 14.07.2025

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

Über schallempfindliche Flammen.

(Zweite Mitteilung)

von **Hans Zickendraht**, Basel.

(13. IX. 34.)

Inhaltsangabe: Vorliegende Arbeit ist eine Fortsetzung der früher mitgeteilten Untersuchung über schallempfindliche Flammen. Sie erweitert zunächst die experimentellen Hilfsmittel, gibt Messungen der Temperaturen und Gasgeschwindigkeiten in den Flammen, zeigt an Schlierenaufnahmen die innere Struktur des Gasstrahles an den Orten höchster Empfindlichkeit und an besonderen Oszillogrammen den bei Schalleinfall arbeitenden Mechanismus. Hiebei wird erstmals der bei Übersteuerung der Flamme auftretende Gleichrichtereffekt beobachtet und näher erforscht. Ein neuer Versuch, die Flamme durch einen akustischen Rückkopplungsvorgang zum Tönen zu bringen, wird beschrieben und schliesslich eine elementare Theorie der schallempfindlichen Flamme auf Grund der hydrodynamischen Fernkräfte von Bjerknes gegeben.

Einleitung.

Diese Arbeit schliesst sich eng an die erste Mitteilung über denselben Gegenstand[1]) an. Die in ihr enthaltenen Messungen sollen bloss die notwendigen Grundlagen zum Versuche beibringen, einen Einblick in den verwickelten Strömungsmechanismus der schallbeeinflussten Flamme zu gewinnen. Ihre Genauigkeit wurde daher nur so weit getrieben, als es die Beantwortung der aufgeworfenen Fragen erforderte. Wo dies noch nicht hat geschehen können, sind die Folgerungen vorsichtig gezogen und bis auf die Ausführung exakterer Messungen verschoben. Die Numerierung der Abschnitte setzt diejenige der ersten Mitteilung fort.

7. Weiterentwicklung der Flammendüsen.

In der ersten Mitteilung[1]) war auf die Wichtigkeit der Gestaltung der Düsen, aus denen die schallempfindlichen Gasflammen brennen, hingewiesen worden. Es liegt auf der Hand, dass dünne und lange, aus feinen Bohrungen mit grossen Geschwindigkeiten ausströmende Gasstrahlen auf einen hochliegenden Frequenzbereich ansprechen, breite kürzere Flammen dagegen tiefere Töne bevorzugen werden. Von diesem auch von anderer Seite

ausgesprochenen und begründeten Gedanken[2]) ausgehend, wurden zwei Kategorien von Düsen entwickelt, die den hier beschriebenen Versuchen und Messungen gedient haben. Hauptbedingung für die Gewinnung schallempfindlicher Flammen ist eine Brennerdüse, die dem Strahle ungefähr die Gestalt eines dreiaxigen Ellipsoides verleiht. Drehrunde Gasstrahlen sind unempfindlich, Strahlen elliptischen Querschnittes reagieren maximal auf Schall, der senkrecht auf das Flammenband auffällt, derart also, dass die

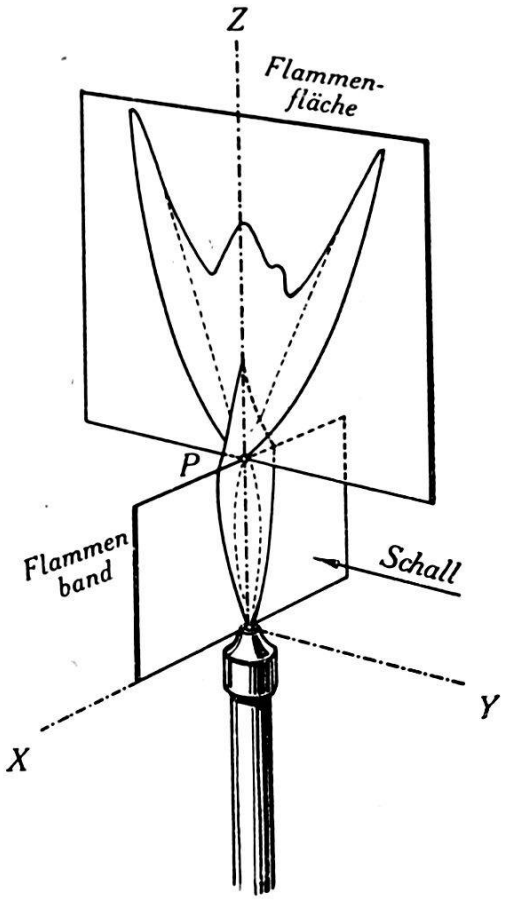


Fig. 1.
Flammenschema. Flammendüse, Flammenband und Flammenfläche.

Wellenebenen parallel der Ebene durch das Flammenband verlaufen (vgl. Figur 1).

Beispiele zweier Düsen: Auf ein zylindrisches Rohr von 5 mm innerem Durchmesser ist ein 60 mm langer Messingkonus aufgesetzt, dessen innerer Querschnitt aus der Kreisfläche von 5 mm Durchmesser allmählich in einen elliptischen Querschnitt übergeht. Die Brenneröffnung ist eine Ellipse von den Halbaxen $a = 1{,}05$ mm, $b = 0{,}7$ mm, Querschnitt $q = 2{,}31$ mm^2. Unter einem Drucke von rund 3 cm Wassersäule brennt aus dieser Düse eine Gasflamme von ca. 28 bis 30 cm Höhe, deren grösste Breite

im leuchtenden Teile 1,7 cm mit dem blauen Saume aber 2 cm, deren grösste Dicke im leuchtenden Teile 0,7 cm mit dem blauen Saume 1,2 cm beträgt. Sieht man von der Flammenspitze ab, so kann die ganze Flamme mit guter Annäherung als dreiaxiges Ellipsoid mit den Halbaxen $A = 1$ cm, $B = 0{,}6$ cm und $C = 14$ cm betrachtet werden. Derartige Flammen erwiesen sich über weiteste Frequenzgebiete von wenigen Hertz bis zur Hörgrenze empfindlich.

Noch sei eine zweite Düse angegeben, die zu einer Reihe von hier wiedergegebenen Versuchen gedient hat und eine bis über 40 cm lange feine, für hohe Töne höchst empfindliche Flamme gab. Der 16 mm lange, innen konische Brenner verjüngt sich innen von einem Kreise von 5,5 mm Durchmesser auf eine Ellipse von den Halbaxen a = 0,75 mm, b = 0,64 mm. Die Düsen sind im Handel erhältlich[3]).

Typisches Beispiel einer Flamme.

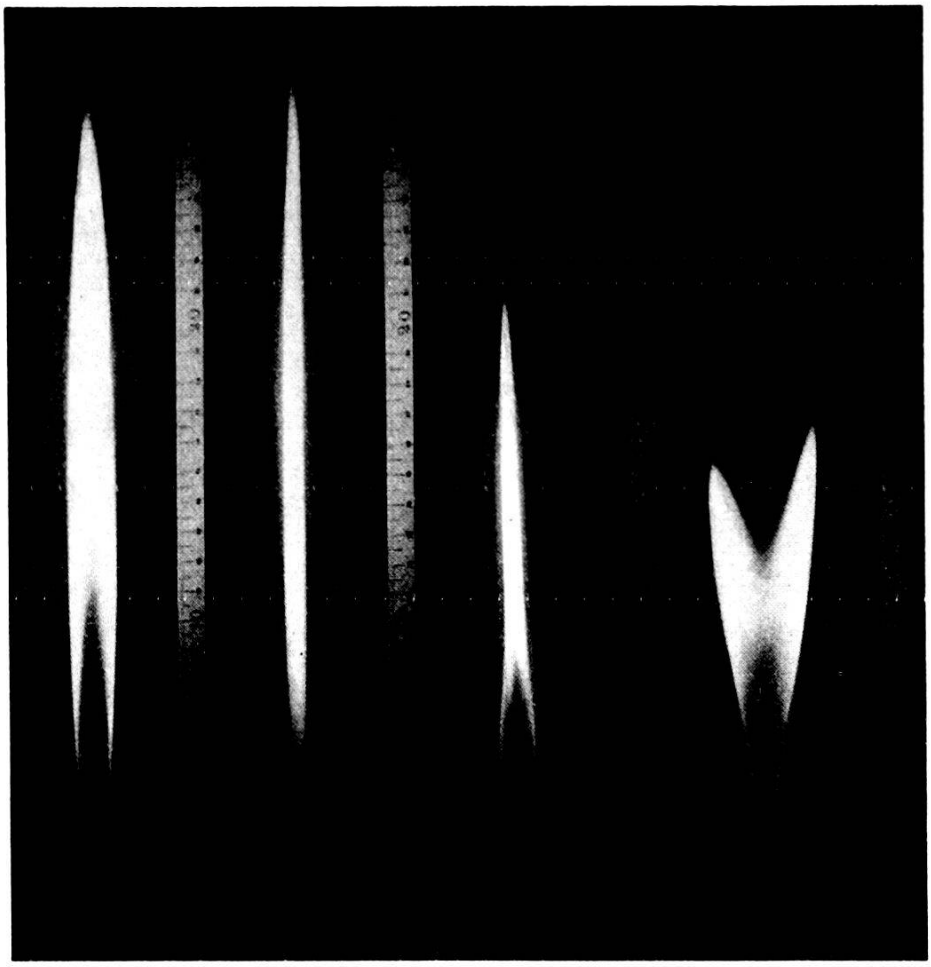
Da eine genaue Definition der in der vorliegenden Arbeit untersuchten schallempfindlichen Flammen unerlässlich notwendig ist, so sei hier an Hand zweier photographischer Aufnahmen die äussere Gestalt einer solchen im ruhenden und im schallerregten Zustande wiedergegeben:

Figur 2 a, b zeigt links die aus einer grossen konischen Düse von elliptischer Mündung ($a = 1{,}05$ mm, $b = 0{,}66$ mm) brennende Leuchtgasflamme von angenähert Ellipsoidgestalt *a*) von der breiten, *b*) von der schmalen Seite aus gesehen. Flammenlänge links 27,5 cm, rechts (infolge kleiner Längenänderungen während der Aufnahme) 28,5 cm. Man erkennt links deutlich die bis zu 14 cm Höhe über der Düse hinaufragende schwachleuchtende axiale Zone, die von einer gegabelten Flammenzone umgeben ist, in der freier Kohlenstoff leuchtet. Hellstes Leuchten in 17 bis 18 cm Höhe über der Brennerdüse. Maximale Breite des leuchtenden Teiles mit dem blauen bis 1800 Grad heissen Flammensaume 1,75 cm. Die maximale Dicke lässt sich rechts zu 1,05 cm total ablesen.

Figur 2, c, d zeigt dieselbe Flamme c) von der Breitseite gesehen, d) von der Schmalseite her unter Einwirkung eines lauten Tones von 725 Hertz. Gemäss unsern Definitionen auf Seite 330 der ersten Mitteilung erkennt man hier deutlich die starke Kontraktion des *Flammenbandes*, aus dem die unerregte Flamme besteht und die durch das Gegeneinanderströmen der beiden Flammenhälften entstehende zum Flammenband senk-

rechte *Flammenfläche*, die sich in unserm Falle unsymmetrisch gabelt. Dass in Figur 2 c, d, die links dargestellte Flamme bedeutend höher ist als die rechts stehende, hat seinen Grund lediglich in verschieden starker Einwirkung des Tones 725 auf die Flamme und ist hier bedeutungslos.

unerregt erregt (725 Hertz)



a *b* *c* *d*

Fig. 2.

8. Charakteristik empfindlicher Flammen.

Die heute noch ausstehende Lösung der vielen Probleme, die uns die schallempfindliche Flamme stellt, kann erfolgreich nur dann in Angriff genommen werden, wenn man der Flamme selbst eine möglichst wohldefinierte Form gibt und dann die einzelnen Bestimmungsstücke genau untersucht. Diese sind: Geometrische Gestalt der verschiedenen koaxialen Schalen, in die man den brennenden Gasstrahl zerlegen kann, Gasgeschwindigkeiten in der Axe und den darumgelegten Schichten, Dichte und Temperatur sowie chemische Zusammensetzung der verschiedenen

Flammenteile. Weit entfernt von einer definitiven Bewältigung dieser Aufgaben, konnte doch in der vorliegenden Arbeit einiges Material beigebracht werden, das den Weg zur Beurteilung der verwickelten Strömungsvorgänge in der freien und schallerregten Flamme zu weisen vermag.

a) *Leuchtgas.* Seine Zusammensetzung schwankt. Im allgemeinen hat man es mit folgendem Gemische zu tun:

40—50 %	Wasserstoff
30—35 %	Methan
8—12 %	Kohlenmonoxyd
4— 7 %	Stickstoff
2—3½%	Kohlendioxyd

Daneben noch andere hier unwesentliche Beimengungen. Die Verbrennungstemperatur des Leuchtgases wird zu rund 1800 Grad, die mittlere Gasdichte (für das Basler Gaswerk) zu 0,41 bezogen auf Luft, also bei 0 Grad und 760 mm Barometerstand zu $\varrho_G = 0{,}000\,530$ angegeben.

Das Leuchten wird auf den Zerfall des vorhandenen Äthylens (2—3%) in Methan und Acetylen zurückgeführt; das kohlenstoffreiche Acetylen gibt dann freien Kohlenstoff an die Flamme ab.

Konnte man auch die verschiedenen Schalen, aus denen die Flamme besteht, an ihrem verschiedenen Aussehen leicht voneinander trennen, konnte man ferner mittels feiner in die Flamme eingeführter Röhrchen feststellen, dass im blauen nichtleuchtenden axialen Teile der Flamme bis zu 10 ja 15 cm Höhe über der Düse unverbranntes Leuchtgas strömt, so entzog sich die genaue Beurteilung der Gaszusammensetzung in den verschiedenen Teilen doch unserm Urteil. Hiezu wären Probenentnahmen und zahllose Gasanalysen erforderlich gewesen, die jedoch nicht ausgeführt werden konnten.

b) *Gasgeschwindigkeiten.* Man beschränkte sich zunächst auf die Ermittlung der *Strömungsgeschwindigkeiten* in einem kalten und dann im brennenden Leuchtgasstrahle. Solche Messungen geschehen mit Hilfe feinster *Pitot-Rohre,* deren Dimensionen so klein wie möglich gewählt, die Gasstrahlen so wenig wie möglich deformieren sollten. Ein Pitot-Rohr aus Quarz von 1,35 mm äusserem, 0,79 mm innerem Durchmesser bei 12 mm Schenkellänge wurde an senkrechter Schlittenführung längs der vertikalen Flammenaxe (bzw. der Axe des kalten Gasstrahles) verschoben

und gestattete mit Wassermanometern oder Drucklibellen eine Bestimmung der Gasgeschwindigkeiten gemäss der Gleichung:

$$\text{Gasgeschwindigkeit } v = \sqrt{\frac{2 \cdot g \cdot (1 + \alpha\, t) \cdot h \cdot \varrho_0}{\varrho_G}}.$$

Hiebei bedeuten: v die Geschwindigkeit in m/sek., $g = 9{,}8$ m/sek.^{2}, ϱ_0 die Dichte der Manometerflüssigkeit (hier Wasser), ϱ_G die Gasdichte an der Messstelle und h die Druckhöhe in m.

Bevor wir die überraschend grossen in der Flammenaxe auftretenden Gasgeschwindigkeiten anführen, soll noch ein bedauerlicher *Rechenfehler* korrigiert werden, den sich der Verfasser in der ersten Mitteilung (Helvetica Physica Acta V auf Seite 325 (1932)) zu Schulden kommen liess. Während die dort zur Geschwindigkeitsberechnung benutzte Gleichung

$$\text{Ausströmungsgeschwindigkeit } v = \sqrt{\frac{2 \cdot p}{\varrho' \left(1 - \left(\frac{f}{F}\right)^2\right)}} \text{ m/sek.}$$

durchaus richtig ist, muss es beim Einsetzen der Zahlenwerte natürlich nicht heissen $p = 8$ kg/m^2, sondern $p = 80$ *kg/m*^{2}, wodurch sich bei einer Gasdichte von $\varrho' = 0{,}0337$*) für das damals benutzte Leuchtgas (Dichte 0,454 bezogen auf Luft), bei 740 mm Barometerstand und einer Gastemperatur von 200 Graden beim Austritt aus der Düse die in Tabelle I wiedergegebenen Zahlen berechnen

Tabelle I.

(Korrektur der Tabelle I der ersten Mitteilung.)

Gasdruck in cm Wasser	Gasgeschwindigkeiten in m/sek.		Flammenhöhe in cm	Bemerkungen
	$\varrho' = 0{,}0337$	$\varrho' = 0{,}0304$		
8,3	70,2	74,0	42,5	Empfindl. Flamme
7,0	64,5	67,8	39,0	Empf. nimmt ab
6,5	62,1	65,3	36,0	,, ,, ,,
5,0	54,5	57,4	31,0	,, ,, ,,
3,8	47,5	50,0	26,5	Sehr wenig empf.
2,8	40,8	43,0	23,3	Schwache Reaktion
2,0	34,5	36,2	19,0	Unempfindlich
0,9	23,1	24,0	10,2	,,
0,5	17,2	18,2	6,5	,,

*) ϱ' ist die in der Aerodynamik übliche Gasdichtebezeichnung = Masse eines Kubikmeters Leuchtgas $\varrho' = \frac{0{,}454 \times 1{,}293}{9{,}80} = 0{,}0599$ bei 0° und 760 mm.

lassen. Die in Figur 7 der ersten Mitteilung graphisch dargestellten Gasgeschwindigkeiten beziehen sich auf die leuchtenden Kohleteilchen in den dort verwendeten Flammen. Neben den für die Gasdichte $\varrho' = 0{,}0337$ geltenden Geschwindigkeiten stehen die Werte der auf die vorliegender Arbeit zu Grunde gelegte Gasdichte von $\varrho' = 0{,}0304$ bezüglichen Gasgeschwindigkeiten.

Dementsprechend muss es auf Seite 327 der ersten Mitteilung heissen: „Bei Gasgeschwindigkeiten unter etwa 34 m/sek. an der Düsenöffnung der kleinen Düse scheint im vorliegenden Falle keine empfindliche Flamme mehr entstehen zu können".

War die Ermittlung der Gasgeschwindigkeiten in den nicht brennenden Strahlen leicht gelungen, so ergaben sich bei den Messungen an den Flammen wegen der Unsicherheiten die in der Bestimmung der Gasdichte ϱ liegen, nicht geringe Schwierigkeiten.

c) *Flammentemperaturen:* Zunächst musste die *Gastemperatur* in der Flamme thermoelektrisch bestimmt werden. Dies geschah mittels eines Platin-Platinrhodium Thermoelementes an einem geeichten Millivoltmeter von Hartmann und Braun.

Da die Flammentemperaturen aber mit einem Thermoelemente von 0,5 mm Drahtdicke und 1,4 mm Durchmesser des Kügelchens gemessen werden mussten, das die Lötstelle vertrat, so waren Vorsichtsmassregeln am Platze, wie sie durch die Arbeiten von W. J. Waggener[4]), F. Berkenbusch[5]) und H. Schmidt[6]) vorgeschrieben werden. Ein Versuch am Bunsenbrenner, dessen Maximaltemperatur im Flammensaume ziemlich genau zu 1830 Grad bekannt ist, belehrte über die Grösse der anzubringenden Korrektur, deren Gang, da es sich ja um blankes Platin als in der Flamme glühenden Körper handelt, nach dem Gesetze

$$\text{Strahlungsverlust proportional } T^5$$

mit einer für unsere Zwecke durchaus hinreichenden Genauigkeit berechnet werden konnte.

In Figur 3 sind die Temperaturverteilungen längs den Axen einer aus der oben beschriebenen feinen und einer zweiten aus der gröberen Düse gebrannten schallempfindlichen Flamme als Funktion der Höhe über der Düse wiedergegeben. Diese Temperaturen dienten dann zur Ermittlung der Gasdichte $\frac{\varrho_G}{(1+\alpha t)}$, die bei der Bestimmung der Gasgeschwindigkeit bekannt sein muss.

Figur 4 gibt gestrichelt die axialen Geschwindigkeiten zweier Leuchtgasstrahlen von Zimmertemperatur wieder, die aus der feinen und der gröberen Düse austreten. Die Austrittsgeschwindig-

keiten entsprechen den in der korrigierten Tabelle I niedergelegten Zahlen. Die Unstetigkeitsfläche, die die Berandung des Strahles darstellt, rollt sich in Wirbelringen ein, die dem Strahle selbst rasch alle kinetische Energie entziehen, daher der starke Geschwindigkeitsabfall von Werten um 50 m/sek. bis auf ein paar m/sek. in wenigen Zentimetern Höhe über der Düse.

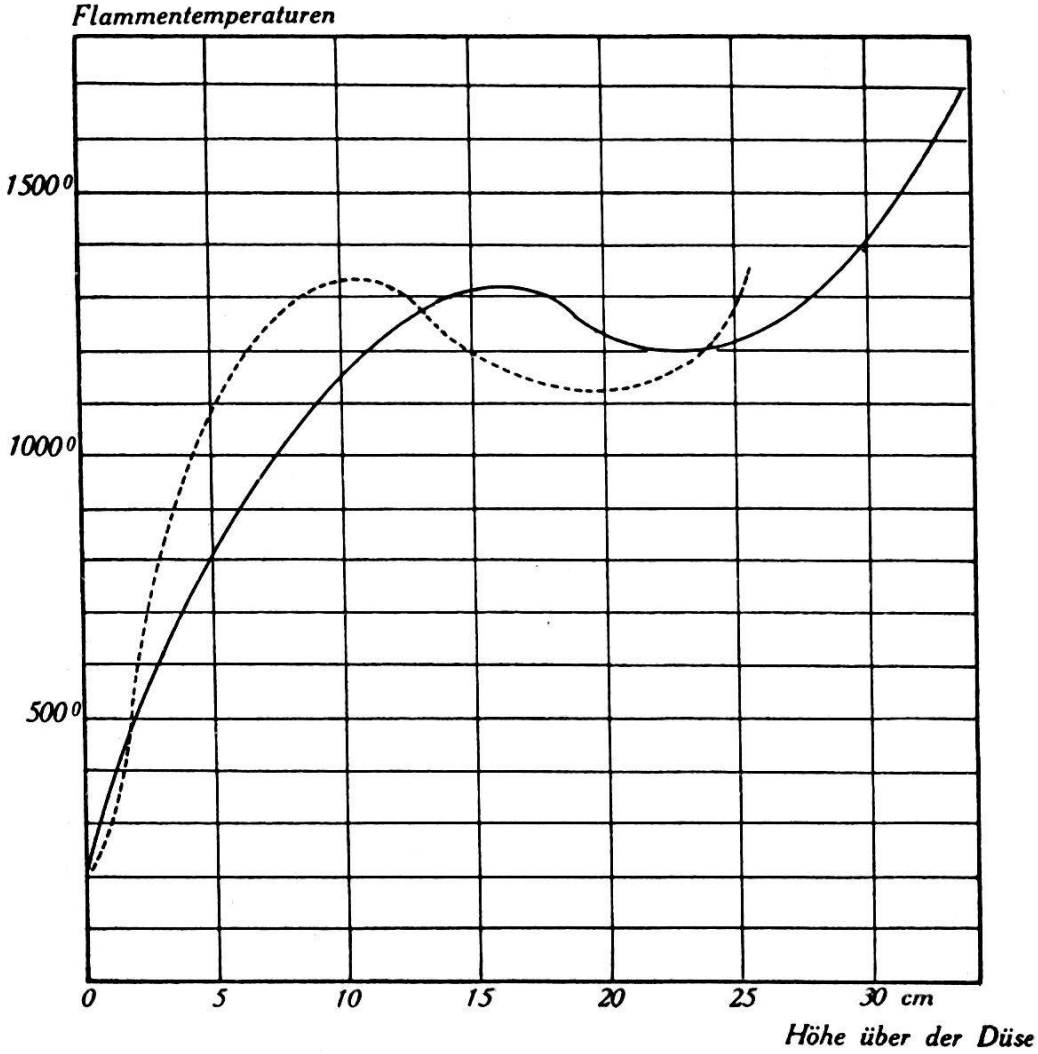


Fig. 3.
Temperaturverteilung in der Flamme.
Ausgezogene Kurve: Flamme aus feiner Düse.
Gestrichelte Kurve: Flamme aus gröberer Düse.

Bedeutend schwieriger gestaltete sich die Ermittlung der axialen Gasgeschwindigkeiten in den *brennenden* Gasstrahlen. Zwar schadete das Glühen oder Berussen des Pitot-Rohres der Genauigkeit der Messung nicht, auch konnte bis zu Höhen von 10 bzw. 15 cm über der Düse die Dichte des Leuchtgases in die Gleichung eingesetzt werden, oberhalb dieser Orte aber waren wohl die Temperaturen, nicht aber die chemische Natur des Gas-

gemisches bekannt, die einen Anhaltspunkt für die Grösse ϱ_G hätten geben können.

Man half sich hier (vorbehaltlich weiterer später auszuführender Messungen) auf folgende Weise: Zweifellos enthält die Flammenaxe, die bis zu Höhen von 10 bis 15 cm über der Düse unver-

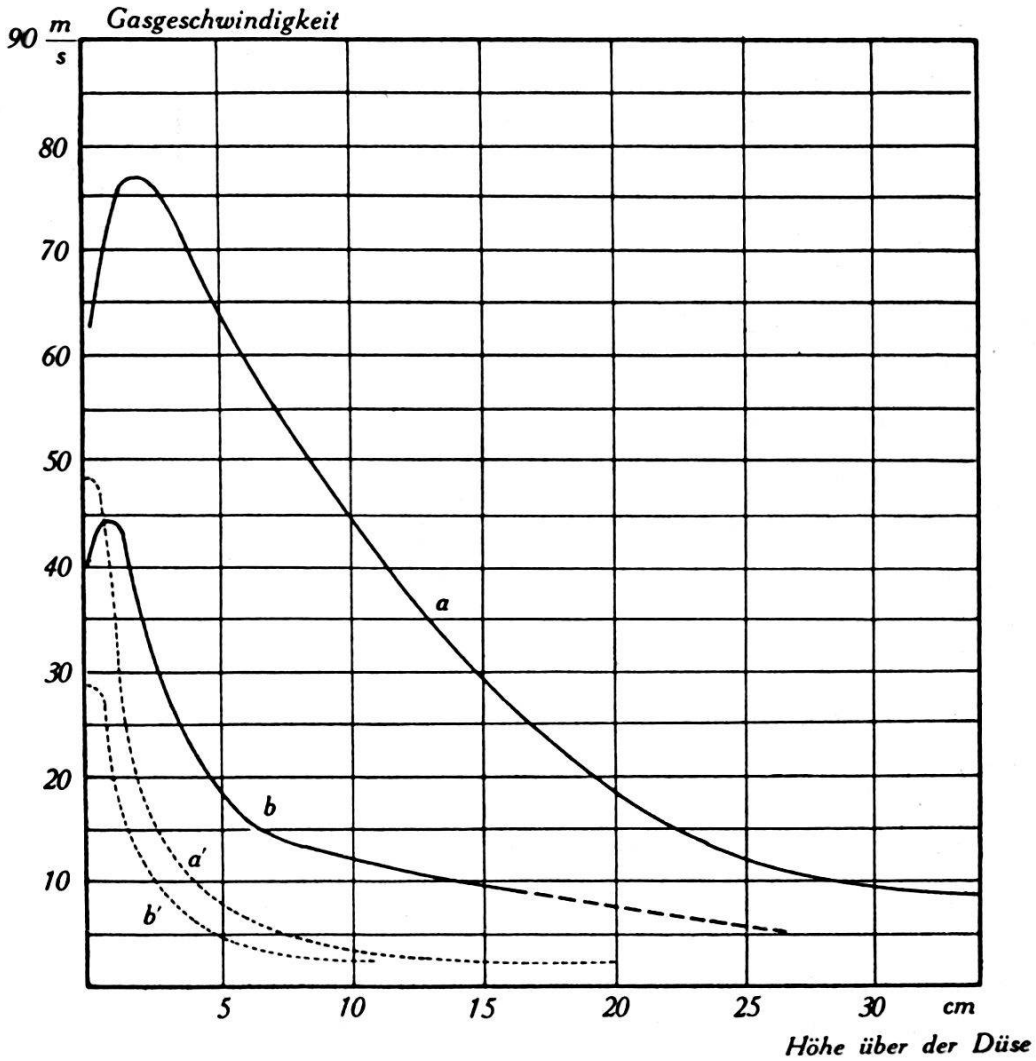


Fig. 4.
Geschwindigkeitsverteilung in der Flamme.
Gestrichelte Kurven: kalte Gasstrahlen.
Ausgezogene Kurven: Flammen.
a und a': lange Flamme aus feiner Düse.
b und b': kürzere Flamme aus gröberer Düse.

branntes Leuchtgas führt, oberhalb dieser Stellen Gemische von Wasserstoff, Methan und andern Kohlenwasserstoffen und besteht erst im stark kohlestoffhaltigen leuchtenden obersten Teile aus den Verbrennungsprodukten Kohlendioxyd und Wasserdampf. Wenn man daher von der Düse an aufwärts bis zu 10 bis 15 cm Höhe (bei den beiden Flammenhöhen von 30 und 40 cm) zunächst die mittlere Dichte des Leuchtgases $\varrho_G = 0{,}000\,516$ (bei Zimmer-

temperatur und 740 mm Barometerstand) als Basis einsetzt und dann einen allmählichen Anstieg der Gasdichte bis rund $\varrho_G =$ 0,001 925 (Dichte der Kohlensäure) annimmt, ferner die durch Figur 3 gegebene Temperaturverteilung berücksichtigt, so kommt man zu einer axialen Geschwindigkeitsverteilung, die nicht sehr von den wahren Werten abweichen kann. Ausgezogene Kurven der Figur 4.

Es war übrigens noch eine weitere Kontrolle der gemachten Hypothese möglich. Schon in der ersten Mitteilung haben wir die Geschwindigkeit der leuchtenden Kohleteilchen durch Flammenphotographien auf bewegter Platte unter Mitaufnahme von Masstäben und Zeitmarken (Glimmlampe 50 Hertz) bestimmt. Dasselbe Verfahren wurde auch diesmal oft angewandt und ferner wie folgt erweitert: Längst haben H. A. Wilson (1899), P. Lenard (1902), G. Moreau (1903), A. Becker (1907), namentlich aber E. N. da C. Andrade (1912)[7]) und neuerdings A. Becker und K. Vogt (1932)[8]) die Bahnen kleiner in der Flamme aufglühender Teilchen gemessen und ihre Geschwindigkeiten bestimmt. Die letztgenannten Autoren fanden z. B. für die Geschwindigkeiten in der Axe eines sogenannten „bec Méker" (einer Art Bunsenbrenner) Werte zwischen $v = 3{,}5$ und 4 m/sek. in 2 cm Höhe über der Brenneröffnung.

Verfasser wählte zu seinen Versuchen eine aus der feinen Düse brennende 41 bis 42 cm hohe empfindliche Flamme. Gasdruck vor der Düse 5,6 cm Wasser. In die Flamme konnte seitlich Kohlestaub eingeführt werden, der beim Verbrennen ungezählte feine Bahnen auf einer bewegten photographischen Platte hinterliess. An mitphotographiertem Masstabe und einer Zeitmarke liessen sich dann die vielen Bahnen ziemlich genau ausmessen. Sie entsprachen den Geschwindigkeiten die im Flammensaume herrschen, denn in die axialen Partien gelangen die Kohlepartikelchen nicht unverbrannt hinein. Obwohl die Aufnahmen nichts über die Tiefe der Schicht aussagen, in denen dieses und jenes Teilchen nun gerade liegt, gewinnt man doch ein Bild von den im Verhältnis zu den Werten im Flammeninnern sehr geringen Gasgeschwindigkeiten im Flammensaume. Trotz grosser Streuung der gemessenen Werte liess sich eine Mittelkurve ziehen, die über die Gasgeschwindigkeiten im leuchtenden Flammensaume in verschiedenen Höhen über der Düse Aufschluss gibt.

Figur 5 zeigt, dass in der hier gemessenen Flamme die Gasgeschwindigkeiten im Flammensaume von 1 m/sek. bis zu 8 bis 9 m/sek. gegen die Spitze zu ansteigen. Logischerweise müssen also die in der Flammenaxe gemessenen Geschwindigkeitswerte

gegen die Flammenspitze hin mit den aus den Photogrammen ermittelten Zahlen zusammenfallen. Diesem Umstande ist in Figur 4 Rechnung getragen und damit die durch die Unsicherheit in der Dichtebestimmung ins Problem getragene Ungenauigkeit in den Geschwindigkeitswerten verringert.

Sehr wünschenswert ist eine genaue Untersuchung der Geschwindigkeitsverteilung über den Flammenquerschnitt. Aus den Messungen mit feinen Pitot-Rohren sind die axialen Geschwindig-

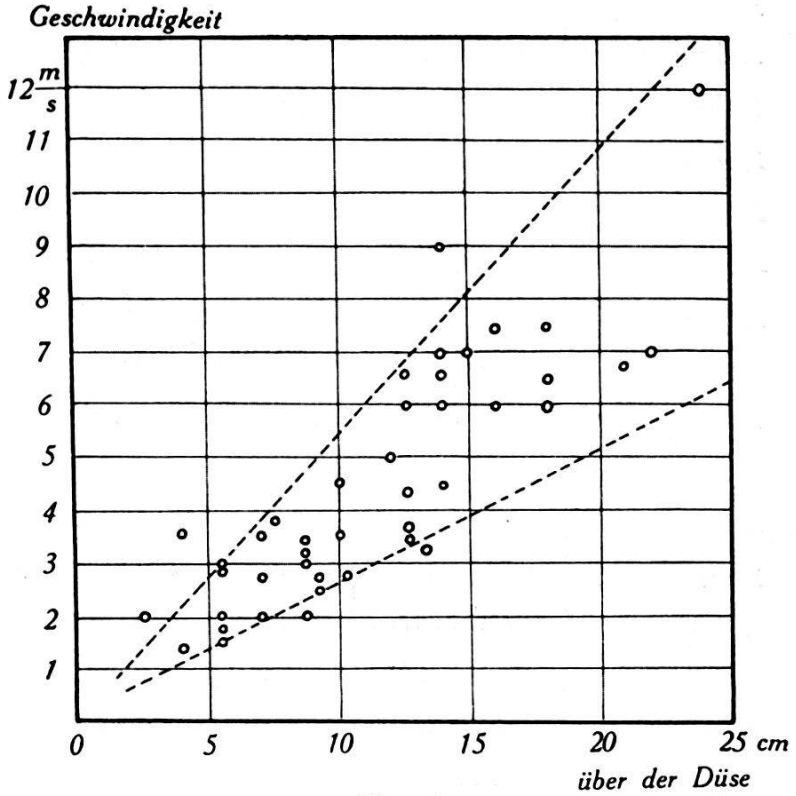


Fig. 5.
Geschwindigkeiten leuchtender Kohleteilchen im Flammensaume.

keiten bekannt, die Methode der eingestäubten Kohleteilchen gab die Werte im Flammensaum, woraus hervorgeht, dass die Begrenzungsfläche zwischen Flamme und ruhendem Gase (der Luft, in die die Gase einströmen) verhältnismässig grosse Geschwindigkeitsgradienten zeigt. In den für die Schalleinwirkung massgebenden Flammenteilen unmittelbar über der Düse (vgl. erste Mitteilung p. 327) sind bei der schmalen, ca. 40 cm langen für hohe Töne besonders empfindlichen Flamme axiale Geschwindigkeiten von über 70 m/sek. gemessen worden. Der Durchmesser der Flamme beträgt dort rund 15 mm (Gasstrahl + Verbrennungssaum). Eingebrachte Kohleteilchen bewegten sich daselbst mit Geschwindigkeiten von 2 bis 4 m/sek. Es liegt also eine *Diskontinuitätsfläche* beinahe im Sinne der strengen Hydrodynamik

vor. Mit Hilfe des feinen Pitot-Rohres wurde eine Messung der Geschwindigkeitsverteilung über den Querschnitt der breiten Flamme in zwei verschiedenen Höhen über dem grossen Konusbrenner versucht. Die Resultate zeigt Figur 6. In der Mitte eines Gebietes von rund vier Millimetern Durchmesser 3,5 cm über der Düse strömt das Gas mit etwa 29 m/sek. Geschwindigkeit, während im Flammensaume ein starker Abfall festzustellen ist. In 7 cm Höhe

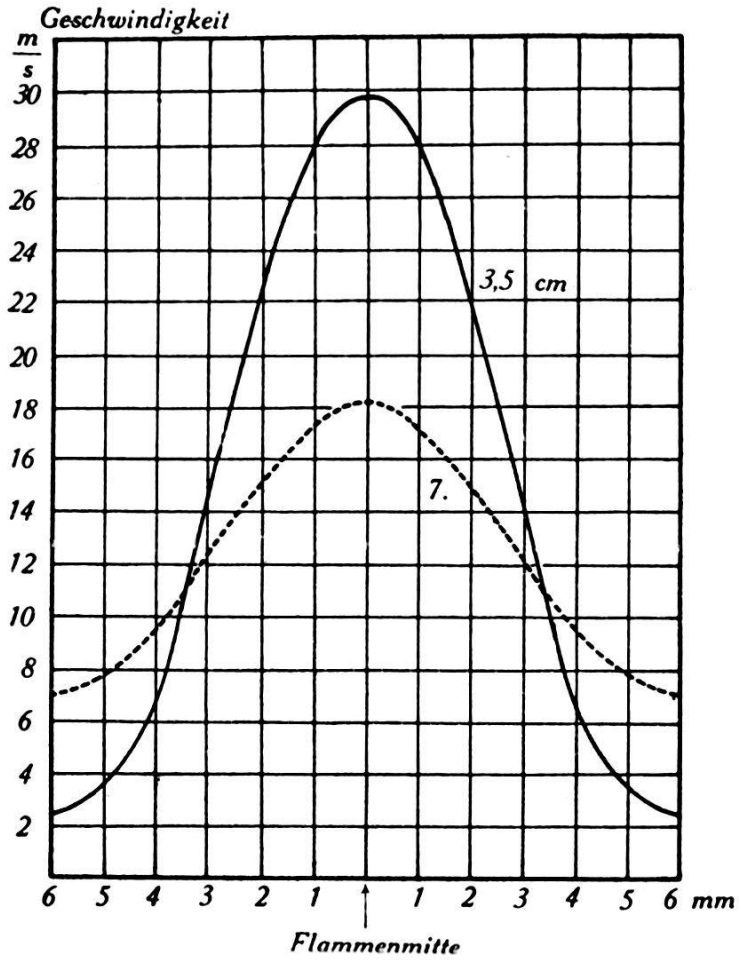


Fig. 6.
Geschwindigkeitsverteilung über den Flammenquerdurchmesser.

über der Düse verliert sich der Strahlcharakter aber schon beträchtlich. Da wo der Strahl sich aufzulösen beginnt, wo also die Diskontinuitätsfläche „verwischt" wird, nimmt auch die Empfindlichkeit des Gasstrahles gegenüber Schall ab.

Verschiedene Autoren, unter ihnen namentlich G. B. Brown (vgl. die Arbeit[2]) p. 191) weisen auf Reynolds' *kritische Geschwindigkeit* hin, vor deren Erreichung die Strömung schlicht (laminar), bei deren Überschreitung sie hingegen wirblig (turbulent) werde. Neue Messungen ergaben für die Reynolds'sche Zahl den

Wert $R = 1200$ (nach L. SCHILLER $R = 1160$ [9]) und für die kritische Geschwindigkeit den Ausdruck:

$$v_{\text{krit.}} = 1200 \cdot \frac{\nu}{r}.$$

Hiebei bedeuten $\nu = \frac{\eta}{\varrho}$ die kinematische Zähigkeit und r den Profilradius. Betrachtet man die Flamme, wie es BROWN tut, als Rohr von bestimmtem Querschnitte, in welchem Gas mit grosser Geschwindigkeit strömt, und kann ein Profilradius (auch hydraulischer Radius genannt) $r = \frac{2.\ \text{Querschnitt}}{\text{Umfang}}$ angegeben werden, der dem Flammenquerschnitt an der zu untersuchenden Stelle entspricht, so liegen Schlüsse folgender Art recht nahe:

Für eine *Wasserstoff-Flamme* ergibt sich z. B. dieses: Die kinematische Zähigkeit des Wasserstoffs hat bei 0 Grad den Wert 0,949, steigt aber bei 100 Grad auf 1,65, bei 200 Grad auf 2,42 und bei 300 Grad auf den Wert 3,27 an. Unter Annahme eines Gasstrahles von 6 mm Durchmesser oder 0,3 cm Profilradius berechnet sich die kritische Geschwindigkeit bei 300 Grad zu

$$v_{\text{krit.}} = 130{,}8 \text{ m/sek. (Wasserstoff).}$$

Für *Methan* dagegen erhält man bei einer kinematischen Zähigkeit von rund 0,67 bei 300 Grad und demselben Profilradius 0,3 cm

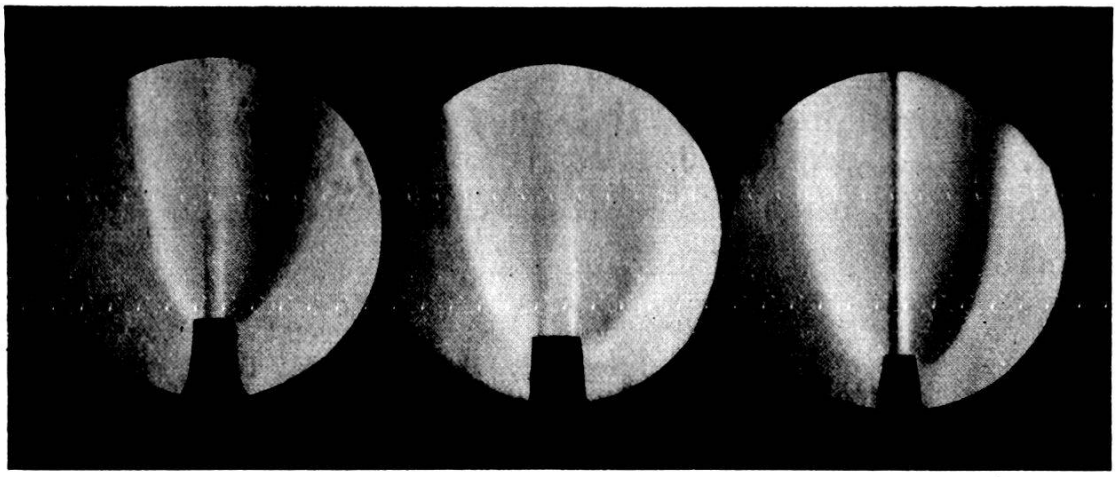
$$v_{\text{krit.}} = 26{,}8 \text{ m/sek. (Methan).}$$

Nun ist Leuchtgas ein vielfältiges Gemisch von Gasen, in dem allerdings *Wasserstoff* und *Methan* die Hauptrolle spielen. Das Basler Leuchtgas soll durchschnittlich 53% Wasserstoff und 24% Methan enthalten. Kennt man aber die Zähigkeiten der beiden Komponenten, so kann man, wenigstens angenähert, auch die Zähigkeit des Gemisches abschätzen. P. BREITENBACH hat 1899 und 1901 hierüber gute Messungen angegeben[10]). Er konnte zeigen, dass in Gemischen von Kohlensäure und Wasserstoff das letztgenannte Gas seine geringe Zähigkeit im Vergleiche zu derjenigen der Kohlensäure erst geltend macht, wenn die Gemische über 60% Wasserstoff enthielten. Unter der plausiblen Annahme, dass sich Methan-Wasserstoff-Gemische ebenso verhalten, setzen wir für die kinematische Zähigkeit des Leuchtgases bei 300 Grad den Wert der Zähigkeit von Methan, denjenigen der Dichte aber für Leuchtgas ein; dann folgt als Grundlage unsrer Schätzung:

Kinematische Zähigkeit des Leuchtgases bei 300 Grad

$$\nu \cong \frac{0{,}000\,152}{0{,}000\,306} \cong 0{,}50.$$

Die zunächst offene Frage nach dem Profilradius suchte man sodann durch *Schlierenaufnahmen der Flamme* unmittelbar über der Düse zu entscheiden. Figur 7 zeigt drei solche Aufnahmen: a) Flamme von 42 cm Höhe unter 6,4 cm Wasserdruck aus kleiner Düse brennend: der verhältnismässig kühle Strahl unverbrannten Leuchtgases von 1,69 mm Durchmesser hebt sich deutlich aus der elliptisch berandeten Verbrennungszone ab. Er liess sich bei unerregter Flamme noch bis auf etwa 8 cm Höhe über der Düse erkennen, verlor sich aber in Höhen über 10 cm, um jedoch bei Schallerregung der Flamme wieder sehr deutlich aufzutreten. Mit der Schallerregung ist also eine Konzentrierung des Gasstrahles verbunden. b) Flamme von 35 cm Höhe unter 1,7 cm Wasserdruck aus grosser elliptischer Düse brennend.



a b c

Fig. 7.
Schlierenaufnahmen.

Breitseite: axialer Strahl 3,12 mm breit. c) Dieselbe Flamme: Schmalseite: axialer Strahl anfangs 1,81 mm breit, rasch sich nach oben verengend, später durch Wirbelbildung aufgelöst. Betrachtet man, im Sinne der Brown'schen Auffassung[2]) die breite Verbrennungszone als die Rohrwand, den durch die Schlierenaufnahme hervortretenden Kern als das in diesem Rohre strömende Gas, so folgt

$$\text{für die kleine Düse } v_{\text{krit.}} \cong 1200 \cdot \frac{0{,}5}{0{,}08} = 75 \text{ m/sek.}$$

$$\text{für die grosse Düse } v_{\text{krit.}} \cong 1200 \frac{0{,}5}{0{,}12} = 50 \text{ m/sek.}$$

Die Austrittsgeschwindigkeiten des Leuchtgases aus den Düsen sind aber

$$\text{für die kleine Düse } v = 64 \text{ m/sek.}$$
$$\text{für die grosse Düse } v = 33 \text{ m/sek.}$$

Demnach wären hier die kritischen Geschwindigkeiten nicht überschritten, die Strömung noch laminar. Da aber viele kleine Faktoren, die die obengenannten Zahlen stark beeinflussen können, hier nicht genau genug bekannt sind, *so bleibt die Frage, ob die akustische Wirkung der Flamme wirklich auf den Grenzvorgängen zwischen schlichter und wirbliger Strömung beruht, noch offen.*

Die Schlierenaufnahmen aber lehrten gemeinsam mit den Geschwindigkeitsmessungen im Gasstrahle soviel, dass die akustisch wirksame Zone unmittelbar über der Düse durch eine ausgesprochene Diskontinuitätsfläche im Flammeninnern also durch sehr grosse Geschwindigkeitsunterschiede in radialer Richtung gekennzeichnet ist. Der eigentümliche Anstieg der Gasgeschwindigkeiten in der Flammenaxe zwischen Düse und 1 bis 2 cm Höhe über dieser ist zweifellos reell, d. h. nicht durch das Messverfahren (Pitot-Rohr) vorgetäuscht und spielt möglicherweise bei der Schallempfindlichkeit mit. Die Untersuchung dieser Vorgänge muss jedoch einer weiteren Mitteilung vorbehalten bleiben.

10. Beobachtungen über den Mechanismus, der die Schallempfindlichkeit von Flammen bedingt.

Dass die Flamme auf die *Bewegung* und nicht auf die Druckänderungen in stehenden oder fortschreitenden Schallwellen reagiert, wissen wir seit Lord Rayleighs Untersuchungen[11]) (vgl. hierüber auch die erste Mitteilung Seite 329). Die Flamme ist ein *Bewegungsempfänger* und spricht auf die Schallschnelle $J = \omega \cdot A$ an.

Der empfindliche Flammenteil liegt, wie wir früher bewiesen haben (I, Seite 327), unmittelbar über der Düse. Die Schlierenbilder zeigen, dass dort der zentrale Gasstrahl noch eine sehr scharf ausgeprägte Begrenzung (Diskontinuitätsfläche) besitzt, die sich weiter oben durch Diffusion, Wirbelbildung und Mischung verliert. Daselbst ist auch der Ort höchster Geschwindigkeitsgradienten auf kleinstem Raume.

Der auf die empfindlichen Flammenteile wirkende Schall stellt ein aerodynamisches Wechselfeld dar und zwar wirkt ein Luft-Wechsel*strom* auf den aus der Düse austretenden Strahl und bewegt ihn undulierend mit der ihm eigenen Frequenz hin und her. Die schwingende Zufuhr von Luft lässt den Verbrennungsvorgang ebenfalls mit der aufgeprägten Frequenz periodisch werden. Starke Verbrennung wechselt mit schwacher, die Temperatur muss demnach mit der Frequenz des Schallfeldes schwan-

ken, was wiederum mehr oder weniger starke Volumschwankungen des brennenden Gases zur Folge hat. Der Gasstrahl wird also wellenartig hin und her bewegt und führt gleichzeitig Volumenschwingungen aus. Die *Undulationen* wie die *Volumschwingungen* pflanzen sich dann, fortgeführt vom steigenden Gasstrahle, in senkrechter Richtung längs der Flamme fort (vgl. die Figuren 13 und 14).

Da die Flamme aber nur dann anspricht, wenn das Flammenband vom Schallstrahle *senkrecht* getroffen wird, mit andern Worten, wenn die Wellenebenen parallel zur Ebene durch das Flammenband einfallen, so undulieren und pulsieren die beiden Seiten des Flammenbandes konphas und räumlich einander parallel,

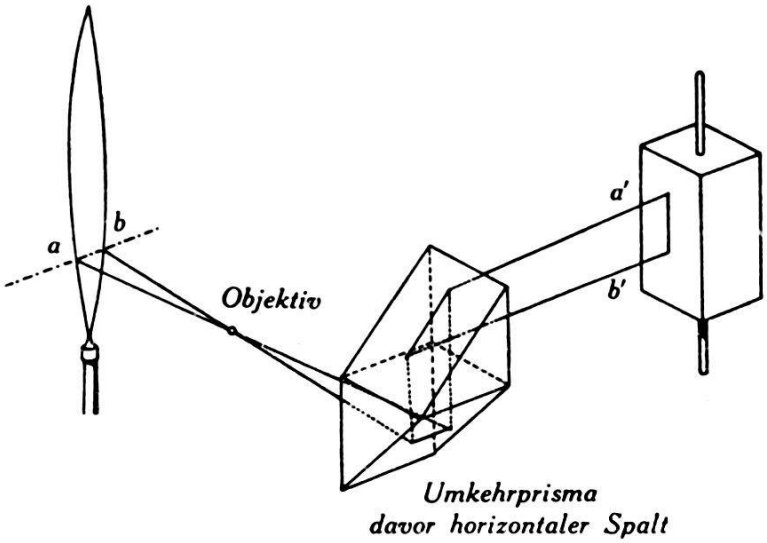


Fig. 8.
Schema der Flammenoszillogramm-Apparatur.

ein Umstand von besondrer Wichtigkeit für die Entstehung der *Anziehungskräfte*, die die beiden Strahlhälften aufeinander ausüben. Wie Figur 2 aufs deutlichste veranschaulicht, neigen sich die beiden Flammenhälften bei Schalleinwirkung einander zu, prallen bei grossen ωA-Werten sehr heftig aufeinander und bilden die oben erwähnte senkrecht zum Flammenbande angeordnete *Flammenfläche*. Diese selbst muss nun aber ebenfalls bezüglich ihres Volumens schwingen, hat sie ihre Entstehung doch ausschliesslich den zeitlichen Schwankungen der sie bildenden seitlichen Hälften des Flammenbandes zu verdanken.

Nun wird auch klar, warum eine allseitig symmetrische drehrunde Flamme kaum akustisch empfindlich sein kann und ferner, warum man dem Schall die *Breitseite* eines Flammenbandes und nicht die Schmalseite darbieten muss, soll die Flamme als Indikator wirken.

Bevor wir an die an diese Überlegungen geknüpften theoretischen Ansätze herantreten, sollen die experimentellen Untersuchungen über die oszillatorischen Vorgänge in der Flamme behandelt werden.

Flammenoszillogramme: Figur 8 zeigt, in welcher Weise die Bewegungsvorgänge im Flammenbande beobachtet und photographisch festgehalten werden konnten. Ein gutes Objektiv projizierte die Flamme scharf auf eine Spaltblende und schnitt dadurch optisch den zu untersuchenden Flammenteil a—b heraus. Den horizontal liegenden schmalen Lichtstreif stellte ein doppeltes Umkehrprisma vertikal, dann konnte er entweder okular im

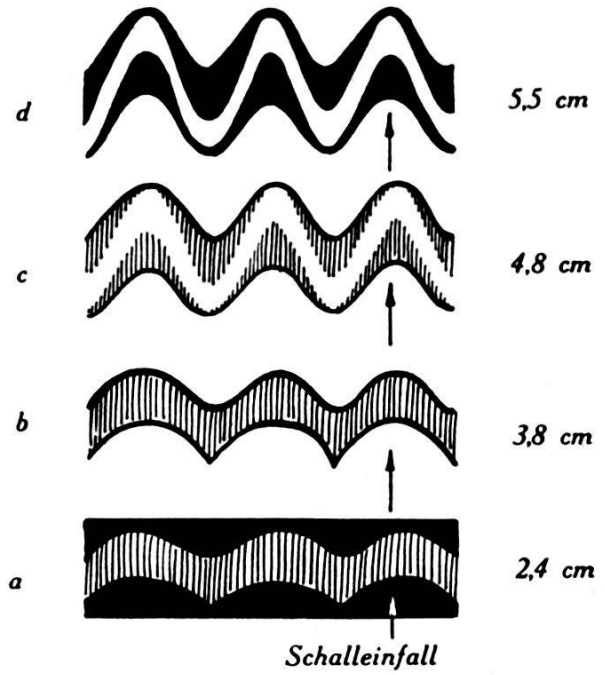


Fig. 9.
Oszillogramme der Flammenschmalseite. 50 Hertz.

rotierenden Spiegel beobachtet oder auf bewegter photographischer Platte (unter Mitaufnahme einer Zeitmarke) registriert werden.

Es gelang leider bisher noch nicht, die wichtigen untersten Partien der Flamme oszillographisch aufzunehmen. Der Lichtschwäche wegen musste dies durch okulare Beobachtung geschehen. Die Ergebnisse bestätigten die Erwartung, wiesen aber gleichzeitig noch auf einen bei starken Schallen auftretenden *Gleichrichtereffekt* in der Flamme hin, der weiter unten behandelt werden soll.

In den gezeichneten Figuren 9a—d sind die Bewegungen dargestellt, die bestimmte schmale, in geringen Höhen über der Düse gelegene Flammenquerschnitte beim Schalleinfall (50 Hertz) ausführen. Die Undulation des Flammenbandes ist unverkennbar.

Die Versuchsbedingungen waren folgende: Leuchtgasflamme aus grosser Düse (vgl. Figur 2) Höhe 28 cm, Gasdruck 1 cm Wasser. Düsenmündung: Ellipse von den Halbaxen: a = 1,45 mm, b = 0,7 mm. Flamme in 8 cm Entfernung vom Lautsprecher, der aus dem städtischen Netz unter Vorlegung einer Drosselkette für die höheren Harmonischen mit 50 periodigem Wechselstrom betrieben wird. Die Amplitude des Lautsprecherkonus betrug etwa 3 Millimeter, die Schallschnelle 94 cm/sek., die Luftbewegung am Orte der Flamme ist so heftig, dass eine kleine Kerzenflamme sich daselbst stark verbreitert. Trotzdem ist mit feinem Pitot-Rohre und empfindlicher Drucklibelle *keine einseitige Strömung, kein Gleichrichtereffekt im Schallfelde* festzustellen. Die Flamme unduliert und pulsiert gleichzeitig und aus der Beobachtung senkrecht zum Schalleinfall ergeben sich die Bilder Figur 9 a—d.

Schon an dem in 2,4 cm Höhe über der Düse aufgenommenen Oszillogramme ist an der bedeutend stärkeren Einkerbung auf der Seite des Schalleinfalles ein Gleichrichtereffekt zu erkennen. Die Bilder a und b geben die Bewegungen des untersten blauen Teiles wieder, bei c und d in 4,8 bzw. 5,5 cm Höhe über der Düse tritt deutlich hervor, dass der leuchtende mittlere Flammenteil stärker schwingt, als die blaue Hülle. Damit wird eine Bemerkung Browns[2]) Seite 187 „The wave motion that is observable takes place *inside the outer light blue sheath*, the latter remaining practically steady" klar gestellt. Weiter oben, wo die Flammenfläche sich bildet, erhält man sehr stark unsymmetrische Bilder, auf die aber hier nicht weiter eingetreten werden soll. Ebenso übergehen wir die auffallende Ähnlichkeit der Flammenoszillogramme mit den am Kathodenstrahloszillographen gewonnenen Strom- bzw. Spannungskurven am Lautsprecher. Hier liegt noch ein weites Feld für interessante Aufgaben vor, die die *Flamme als Mikrophon* behandeln.

Interessanter und aufschlussreicher über den Flammenmechanismus sind die Oszillogramme der Breitseite des Flammenbandes, die in der Schallrichtung aufgenommen werden. Hier erkennt man die im Rhythmus der aufgeprägten Frequenz erfolgenden symmetrischen Pulsationen der beiden Flammenhälften, die zu rhythmischen Kontraktionen und damit zur Bildung der pulsierenden Flammenfläche führen. Figur 10 a und b gibt hierüber Aufschluss.

Die Flamme von 28 cm Höhe unter 1,0 cm Wasserdruck aus grosser Düse gebrannt, befand sich in 8 cm Entfernung vor dem Lautsprecher, der mit 50 periodigem Wechselstrom (Drosselkette!) betrieben war. Man beobachtet die symmetrisch gegen-

läufig erfolgenden Schwingungen der Flammenränder an spaltförmig ausgeblendeten Flammenteilen. Das Umkehrprisma stellt das Spaltbild senkrecht. Die Lichtschwäche der unteren blauen Partien erlaubt nicht einmal okulare Beobachtung. Erst in 5 cm Höhe über der Düse lassen sich die Oszillogramme nachzeichnen. Figur 10 a gibt das Bild in 6, Figur 10 b das Bild in 9,7 cm Höhe über der Düse wieder. Ungemein charakteristisch sind die Umrandungskurven. Pro Periode tritt eine starke, unten teilweise, oben ganz durch die Flammenbreite hindurchgehende Kontraktion mit Leuchten des Kohlenstoffs und eine zweite schwächere, nicht durchgehende Zusammenziehung ein. Die Verschiedenheit in den

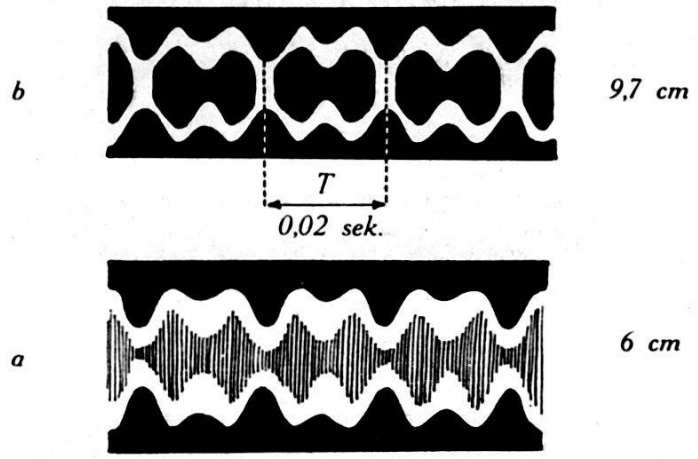


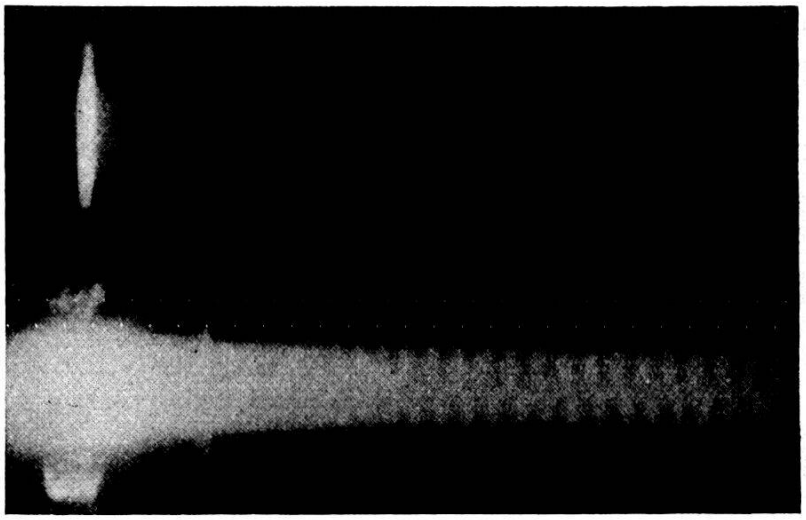
Fig. 10.
Oszillogramme der Flammenbreitseite. 50 Hertz. Gleichrichtereffekt.

Kontraktionen pro Halbperiode stellt den *Gleichrichtereffekt* der Flamme dar.

Es ist wichtig, dass man aus den optisch gewonnenen Flammenoszillogrammen zu ganz klaren Vorstellungen über die in der Flamme unter Schalleinfluss entstehenden Bewegungsvorgängen kommt. Je näher man bei der Düse beobachtet, umso reiner sind die Vorgänge zu erkennen. Durch das Abströmen mit den erhitzten Gasen, durch die Wirbelablösung in der Grenzschicht, durch die zunehmende Wirkung der hydrodynamischen Kräfte zwischen den beiden Flammenbandhälften werden die Bilder der Volumpulsationen weiter oben derart deformiert, dass keine brauchbaren Schlüsse mehr aus solchen Photogrammen gezogen werden können. Die Formen der Flammenfläche aber sind zur exakten Erforschung der Schwingungsvorgänge in der schallerregten Flamme nur mit grösster Vorsicht zu verwenden, so hübsch sie aus aussehen mögen.

Ungleich beweiskräftiger als nach okularer Beobachtung angefertigte Zeichnungen sind aber direkte Photographien der

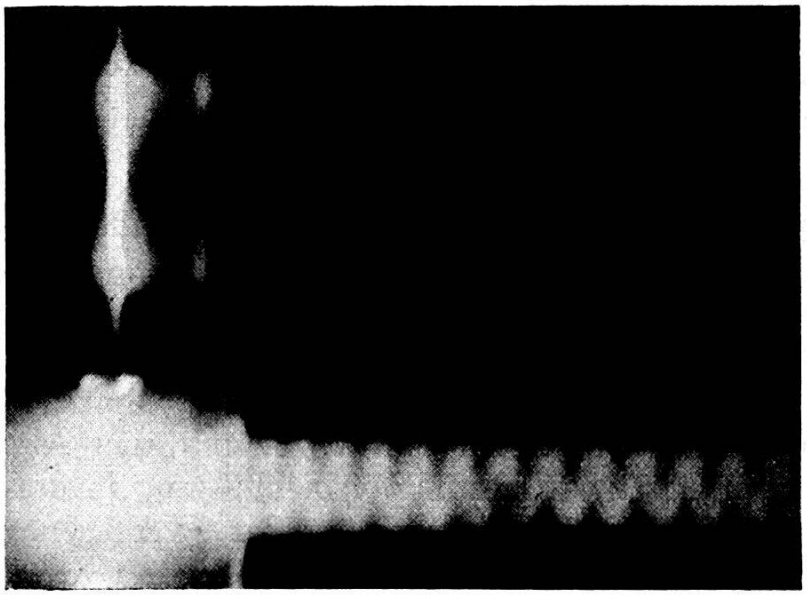
Flammenoszillogramme. Leider sind bloss die leuchtenden (nicht aber die blauen) Flammenteile hell genug, um auf rasch bewegten höchstempfindlichen Platten oder Filmen noch genügend Lichteindruck zu hinterlassen, so dass das Oszillogramm zur Auswertung einigermassen brauchbar ist. Nach vielen vergeblichen Versuchen



Flammenschmalseite

Zeitmarke 50 Hertz

Fig. 11.
Flammenoszillogramm der Flammenschmalseite.



Flammenbreitseite

Zeitmarke 50 Hertz

Fig. 12.
Flammenoszillogramm der Flammenbreitseite.

gelangen einige gute Bilder, von denen die Figuren 11 und 12 vergrösserte Wiedergaben bieten.

Figur 11 bezieht sich auf die *Schmal*seite einer aus grosser Düse unter 3,3 cm Gasdruck brennenden 30 cm hohen Flamme, die 17 cm vor einem mit 50 Perioden betriebenen Lautsprecher

steht. Die *einseitigen Undulationen* des Flammenbandes sind noch in 12 cm Höhe über der Düse deutlich erkennbar. Die mitaufgenommene Neonröhre gibt die Zeitmarken (50 Hertz). Schalleinfall auf dem Bilde von oben her.

Figur 12 bezieht sich auf die *Breit*seite einer aus derselben Düse unter nahezu denselben Bedingungen (Gasdruck 2,9 cm Wasser, Flammenhöhe 31 cm, Lautsprecherdistanz 17 cm, Ton 50 Hertz) brennenden schallerregten Flamme. Schalleinfall senkrecht zum Flammenband somit senkrecht auf den Betrachter der Figur zu. Oszillogramm in 13 cm Höhe über der Düse gewonnen. Die beiden durch freien Kohlenstoff leuchtenden Flammenhälften beleuchten den Spalt oben und unten hell, lassen die Mitte dagegen viel dunkler erscheinen. Das Oszillogramm zeigt, wie an der mitaufgenommenen Neonröhre deutlich erkennbar, *pro Periode* (0,02 Sekunden) *eine starke und eine schwache Kontraktion.* Die Randkurve hat eine charakteristische Form. Das Oszillogramm beweist den Gleichrichtereffekt der Flamme, die, wie unten gezeigt werden wird, deshalb als Indikator von *Kombinationstönen* gebraucht werden kann. Durch die ganze Aufnahme Figur 12 geht horizontal ein dunkler Streifen, er rührt vom axialen Gasstrahle (vgl. die Schlierenbilder Figur 7) her, der sich bei erregter Flamme noch bis zu grossen Höhen über der Düse geltend macht. In ihn hinein kann kein freier Kohlenstoff geraten, daher bleibt er dunkel.

Wir unterschieden zwei Hauptteile der schallerregten Flamme, das *Flammenband* in der $X-Z$-Ebene (vgl. Figur 1) und die erst durch Kontraktion des letzteren entstehende *Flammenfläche* in der $Y-Z$-Ebene. Nur wenn die Düse sehr sorgfältig mechanisch bearbeitet ist, bilden sich diese „Flächen" in einfacher Weise aus und stehen wirklich aufeinander senkrecht.

Da die Flammenfläche ein Ergebnis des Zusammenströmens der beiden Hälften des ursprünglichen Flammenbandes ist, so sind ihre mannigfachen Gestalten durch die oszillatorischen Vorgänge im Flammenbande bedingt. Nun ist zu bedenken, dass die ganze Flamme hydrodynamisch das Einströmen einer bewegten Flüssigkeit I in eine ruhende Flüssigkeit II von anderer, in der Hauptsache grösserer Dichte darstellt. Der sehr rasch fliessende Flammenkern ist von einer dicken *Grenzschicht* mit starkem *Dichtegradient* und einem ebensolchen *Geschwindigkeitsgefälle* (vgl. Figur 7) umgeben. Dies bedingt die aus der Hydrodynamik genügend bekannten *Wirbelablösungen*, die sich zu beiden Seiten des Flammenbandes ausbilden müssen und die das *Stroboskop* deutlich zeigt. Vortreffliche photographische Aufnahmen dieser

Vorgänge gibt *Ing.* P. E. SCHILLER[12]). Man erkennt auf den schönen Bildern die periodischen Wirbelablösungen an den Undulationen des Flammenbandes und ferner die abenteuerlichen Formen, die die Flammenfläche, unterteilt in einzelne oft ganz abgelöste alternierend aufsteigende Gasvolumina, annimmt. Dass aus diesen Formen gewisse Schlüsse auf die reine Sinusform der erregenden Töne oder auf die Farbe der Klänge gezogen werden können, die man auf die Flamme einwirken liess, ist unzweifelhaft, doch sind die Vorgänge hydrodynamisch so verwickelt und durch die Wirbelablösungen so *verzerrt*, dass derartige Klangstudien an wissenschaftlicher Exaktheit weit hinter den bekannten Kathodenoszillogrammen von Mikrophonaufnahmen zurückstehen.

11. Gleichrichtereffekte in schallempfindlichen Flammen.[13])

Durch die Aufnahme der in den Figuren 9 bis 12 wiedergegebenen Flammenoszillogramme trat ein zunächst unerwarteter *Gleichrichtereffekt* zu Tage, der die beiden Halbperioden der Be-

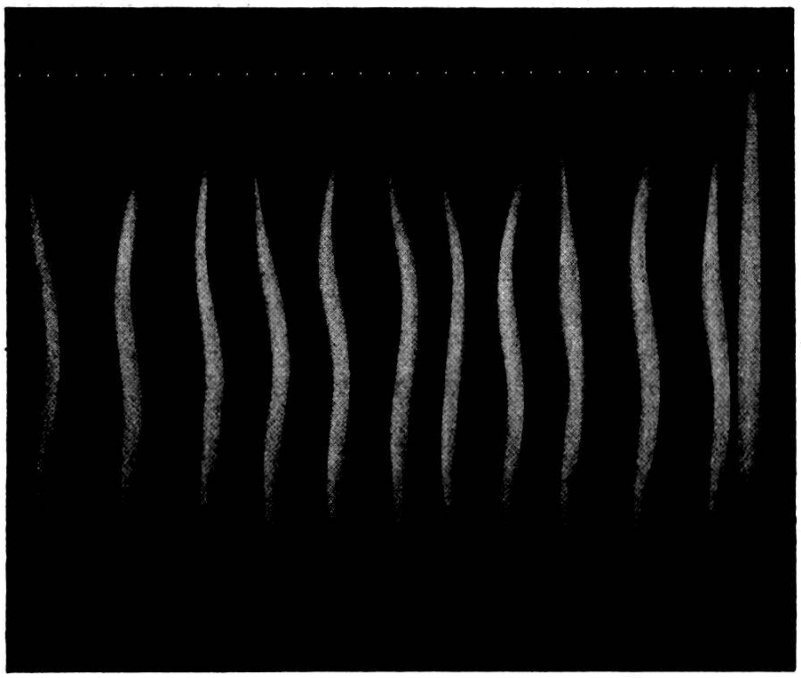


Fig. 13.
17 Hertz. Undulationen. Flammenschmalseite.

wegung einfallender Schallwellen nicht als gleichwertig erscheinen liess. Die eine Halbperiode, wir werden sehen, dass es die Bewegung auf das Flammenband zu ist, löst eine starke Kontraktion des letzteren und eine starke Aufhellung der Flammenfläche aus, die andere Halbperiode, die Luftbewegung von der Flamme weg,

vermag die Flammenfläche nur wenig oder zuweilen auch gar nicht aufzuhellen.

Es steht ausser Zweifel, dass der Effekt nur bei grossen Bewegungsamplituden, also bei starken Schallen auftritt, mit Abnahme der Intensität weichen und schliesslich verschwinden muss. Die Flamme lässt sich also wie ein Mikrophon, eine Elektronenröhre u. ä. *übersteuern* und zeigt dann *Richtwirkungen*. Das kann aber ein unter Umständen wünschbarer Effekt sein.

Zur Klärung der Frage wurden Versuche mit sehr niedrigen Frequenzen an der untern Hörgrenze bis zu Infraschall angestellt.

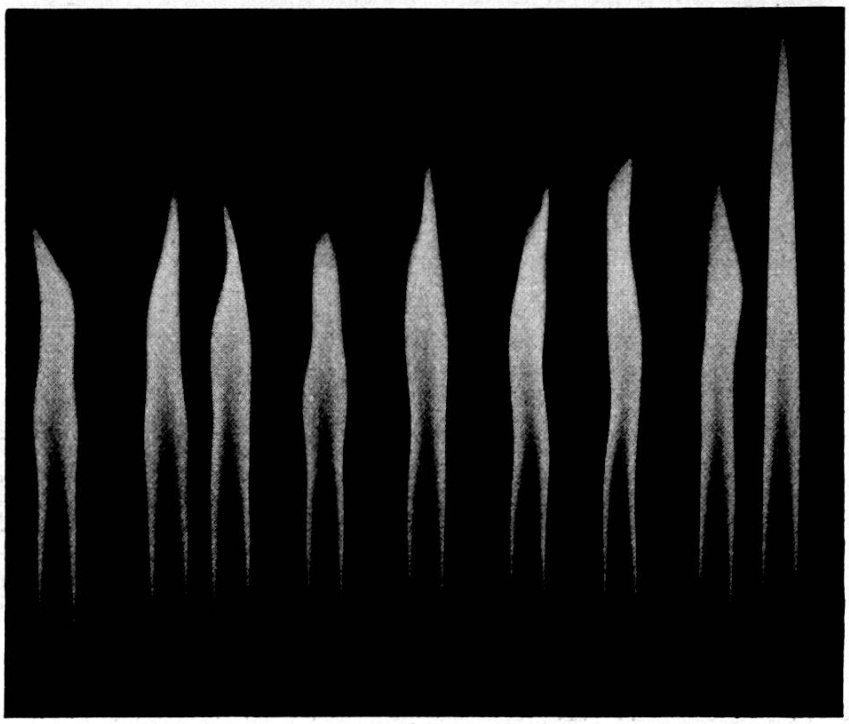


Fig. 14.
17 Hertz. Volumschwingungen. Flammenbreitseite.

Verwendet man hinreichend grosse Schwingungsamplituden, so kann, gemäss der Anschauung, dass die Flamme auf die Schallschnelle $J = \omega A$ reagiere, sehr gut noch mit *Infraschall* gearbeitet werden.

Eine grosse Edelmannsche Stimmgabel mit kräftigen Ansatzgewichten[14]) schwang mit Amplituden von maximal 7 mm bei 17 Hertz, somit einer Schallschnelle von maximal $J = 74{,}7$ cm/sek., vor der empfindlichsten Stelle einer aus grosser Düse unter 1,55 cm Wasserdruck brennenden 24 cm hohen Flamme. Von den kräftigen Undulationen und Pulsationen geben die Momentaufnahmen Figur 13 und 14, von der Erregung der Flammenfläche gibt die Figur 15 ein deutliches Bild. Der Gleichrichtereffekt ist hier

so stark, dass pro Periode überhaupt nur *eine* Flammenfläche entwickelt wird, die der zweiten Periodenhälfte entsprechende Lichterscheinung fehlt auf der Aufnahme vollständig. An den mitphotographierten Stimmgabelbewegungen konnte festgestellt werden, dass die leuchtende Flammenfläche bei der Bewegung *auf die Flamme zu* entstand.

Nicht immer ist der Richteffekt so ausgeprägt. Figur 16 an ähnlicher Flamme bei 50 Hertz gewonnen, lässt die schwache zweite Flammenfläche, die der Schallbewegung von der Flamme weg entspricht, deutlich sehen.

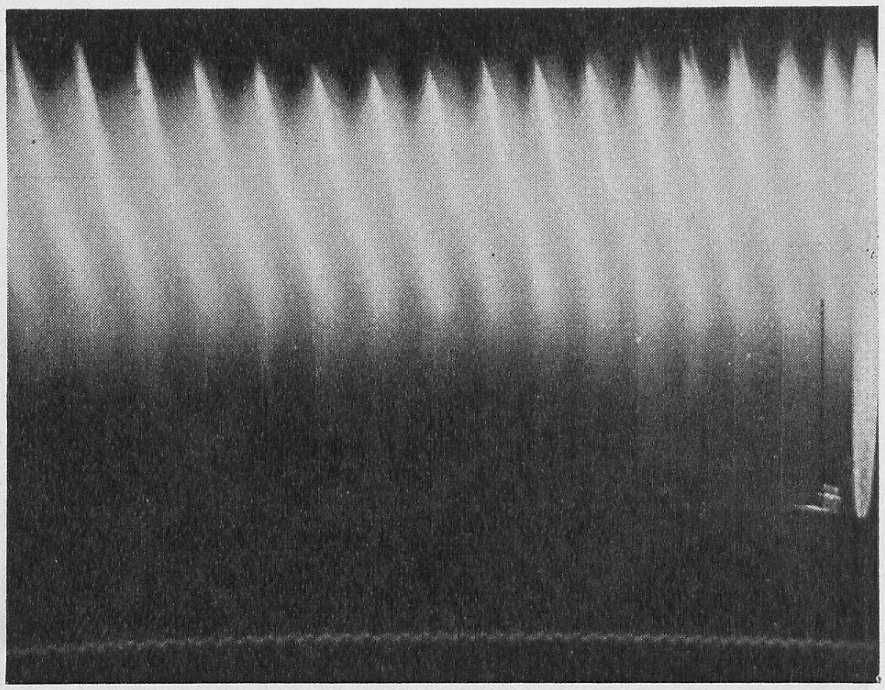


Fig. 15.
17 Hertz. Je eine Flammenfläche pro Periode. Zeitmarke. 50 Hertz.

Zur Sicherstellung der Beobachtungen über die Phasenlage diente ferner folgender Versuch mit *Infraschall:* Am vordern Ende eines 50 cm langen, 4,5 cm breiten und 0,67 cm dicken Hartholzstabes, der am hinteren Ende festgeklemmt war und mit der Frequenz 12,5 Hertz horizontal vor einer empfindlichen Flamme schwingen konnte, war als bewegliche Zeitmarke ein mit 50 Perioden leuchtendes kleines Neonröhrchen befestigt. Seine Schwingungen wurden gleichzeitig mit den in der Flamme ausgelösten Vorgängen auf bewegter Platte photographiert. Die Aufnahmen liessen die Ermittlung aller massgebenden Grössen zu, bestätigten die oben beschriebene Phasenlage, brauchen aber hier nicht wiedergegeben zu werden.

Interessanter sind die Versuche, die Flamme als *Richtdetektor für Kombinationstöne* zu verwenden. Lässt man zwei Stimmgabeln

der Schwingungszahlen n_1 und n_2 nebeneinander schwingen, so enthält der umgebende Luftraum Schallschwingungen von meist ziemlich verwickelter Kurvenform. Aus ihnen können die Kombinationstöne, zunächst die Differenztöne erster Ordnung $N = n_1 - n_2$ erst unter Zuhilfenahme eines *Gleichrichters* hörbar gemacht werden. Vgl. hiezu die Arbeiten von WAETZMANN[15]). Schon HELMHOLTZ hat darauf hingewiesen, dass Kombinationstöne überall da reell auftreten müssen, wo ein Medium, dem gleichzeitig zwei verschiedene Frequenzen aufgeprägt werden, irgend eine Asymmetrie enthält. Nun schwingt zwar der Luftraum um die Gabeln herum vollständig symmetrisch, die Flamme aber

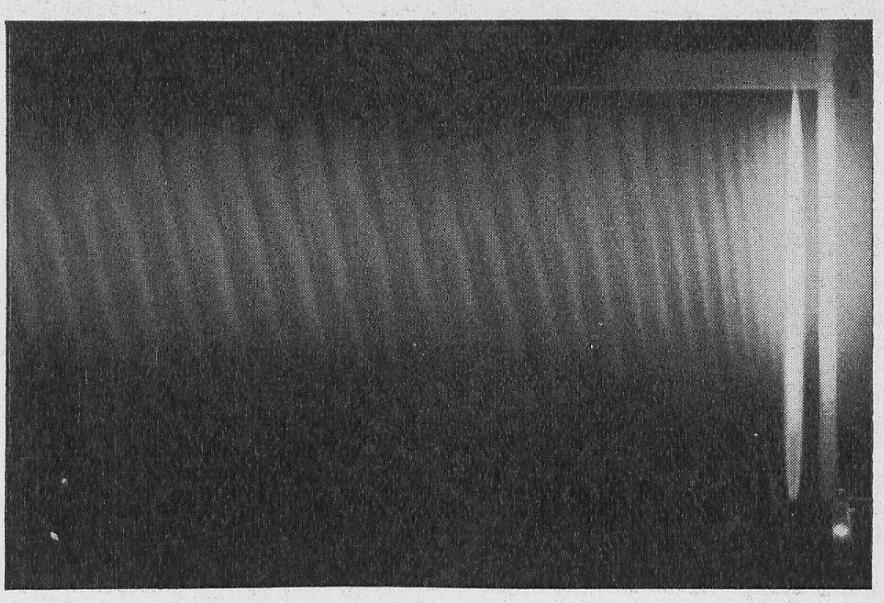


Fig. 16.

50 Hertz. Eine stark und eine schwach ausgebildete Flammenfläche pro Periode.

nicht mehr, wodurch eine Gleichrichtung und Hörbarmachung der Kombinationstöne entsteht. Das Experiment ist als *Vorlesungsversuch* sehr instruktiv und leicht mit zwei Gabeln und einer unsrer Flammen auszuführen. Zuerst wurde der Effekt wohl von N. SCHMIDT[16]) beobachtet und zur Frequenzmessung verwendet. Auch WAETZMANN bediente sich der Flammen zum selben Zwecke, doch kann ich seiner Erklärung[17]) nicht beipflichten.

In Figur 17 ist eine Aufnahme solcher durch eine Flamme teilweise gleichgerichteter und dadurch laut hörbar gemachter Kombinationstöne reproduziert. Zwei Gabeln (von denen die eine sichtbar) von den Frequenzen $n_1 = 896$ und $n_2 = 768$ Hertz gaben miteinander den Differenzton $N = 128$ Hertz. Die Auswertung der Platte, die den Richteffekt deutlich aufweist, gab $N = 127$ Hertz.

Dass man die empfindlichen Flammen übrigens zu messenden „*Schalldetektoren*“ ausbilden könne, folgert J. Zahradnicek[18]) aus unsern Bestimmungen der Gasgeschwindigkeiten in einer erregten und einer unerregten Flamme (erste Mitteilung Seite 326 Figur 7). Wir wiesen an andrer Stelle[13]) (Seite 469) ebenfalls auf solche Möglichkeiten hin und geben im folgenden dazu ein paar Zahlen, ohne vorläufig weiter auf diese entwicklungsfähige Seite des Problemes einzutreten.

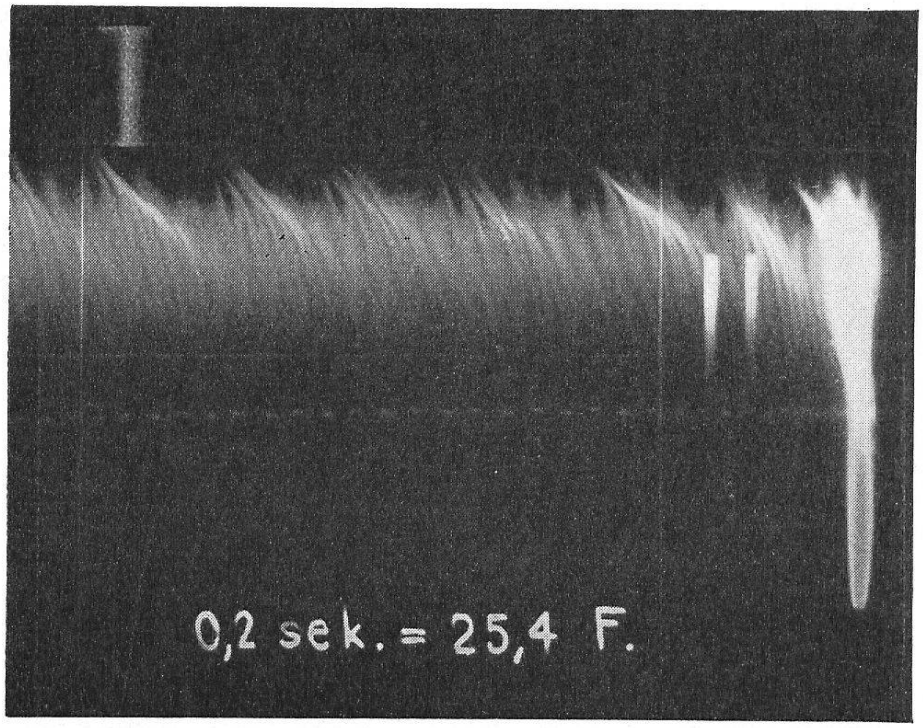


Fig. 17.
Kombinationston (128 Hertz) zweier Stimmgabeln.
Zeitmarke 50 Hertz.

Ein einfacher *Vorlesungsversuch* beweist aufs deutlichste die unter Schalleinfluss auftretende starke Abnahme der Gasgeschwindigkeit in der Flammenaxe: Entnimmt man in 5 bis 6 cm Höhe einer über 40 cm hohen aus feiner Düse brennenden Flamme mit dünnem Röhrchen Leuchtgas, das am andern freien Ende desselben Röhrchens entzündet wird, so schrumpft dies Probeflämmchen bei Schallerregung (z. B. 5000 Hz) von 4 cm Höhe auf 2 cm zusammen.

Bringt man in 6,5 cm Höhe über der Düse einer normal unter 6,3 cm Wasserdruck brennenden 43 cm hohen Flamme aus feiner Düse das Quarz-Pitot-Rohr an, so können an einem mit diesem verbundenen Wassermanometer (bzw. an einer Töplerschen Drucklibelle) die Druckunterschiede abgelesen werden, die beim Einfall

verschieden starker und hoher Schalle auf die Flamme auftreten, zum Beispiel

ohne Schall	2,30 cm Wasser
mit Schall 5000 Hertz	0,15 cm Wasser

12. Selbsttönende Flammen. Turbulenz. Schneidentöne.

Steigert man den Gasdruck vor der Düse einer schallempfindlichen Flamme von Null bis zu Werten der Grössenordnung von 10 cm, so verlängert sich die frei brennende Flamme, sie hat bei 2 cm Druck etwa 21 cm, bei 5 cm Druck etwa 34 cm Länge; überschreitet man aber den Druck von 6—7 cm, so beginnt die Flamme zu rauschen, zieht sich zusammen und zeigt alle Erscheinungen der Schallerregung. In der Tat hat sie sich auch durch Bildung von Wirbelablösungen über der Düse selbst erregt, die Kontraktion des Flammenbandes, die Bildung der Flammenfläche tritt ein und die Flamme muss sich verkürzen.

Dieser elementare Versuch beweist, dass jede turbulente Störung der Gasstrahlen, die die Düse verlassen, Kräfte auslösen muss, die die beiden Strahlhälften kontrahieren. Nur, dass hier der Vorgang unregelmässig verläuft, die Flammenfläche rauscht und zeigt natürlich keinerlei prävalente Periodizität. Der Schall hingegen bewirkt dieselben Vorgänge mit bestimmter Frequenz und prägt somit den Prozessen seine Regelmässigkeit auf.

Nun lässt sich aber, wie schon in einer vorläufigen Mitteilung angegeben worden[13]) (Seite 470), durch einen einfachen, der *Rückkopplung* bei der Elektronenröhre vergleichbaren Kunstgriff bei Flammen eine *Selbststeuerung* erzwingen, die zum Tönen führt. Hält man z. B. in 3,5 cm Höhe über der Düse einer normal 42 cm hohen unter 5,7 cm Wasserdruck brennenden Flamme einen drei Zehntel-Millimeter dicken Platindraht horizontal in die Flammenfläche hinein, so zeigt ein feines Rauschen das Vorhandensein sehr rasch aufeiananderfolgender unregelmässiger Wirbelablösungen an. Die Flamme kontrahiert sich sofort und bildet eine unregelmässig zuckende Flammenfläche. Das Rauschen enthält aber, als ein Geräusch, akustisch ein breites Spektrum hoher Tonfrequenzen, bringt man nun parallel zu Flammenfläche und Platindraht eine möglichst schallharte ebene Wand, etwa eine Glastafel von 10 auf 15 cm in geringe Entfernung von der Flamme, so lassen sich aus dem Geräusch durch die Bildung stehender Wellen verstärkt, viele reine Töne herausholen, die bei richtiger Ausführung des Versuches sogar unangenehm laut werden können. Wir fanden verschiedene Töne bei 3 bis 10 cm

Entfernung der zurückwerfenden Wand. Mittels der in der ersten Mitteilung[1]) Seite 322 Abb. 4, wiedergegebenen Apparatur konnte in einem Falle z. B. die Wellenlänge 4 cm entsprechend dem Tone 8500 Hertz gemessen werden, die ebenfalls auftretende Wellenlänge 2 cm bewies dabei das Vorhandensein einer Oberschwingung (Oktav) von 17000 Hertz. So liegt ein Generator für Überschall vor.

Der Platindraht, der die Schneidentöne bildet, muss den zentralen Gasstrahl tangieren. Nach den auf Seite 000 angeführten Messungen beträgt dessen Geschwindigkeit an jener Stelle rund 70 m/sek. Ist der durch Rückkopplung gesteuerte Ton rein, so spaltet sich die Flamme in regelmässigster Weise.

13. Versuch einer elementaren Theorie der schallempfindlichen Flamme.

a) *Experimentelle Grundlagen.*

Für die in dieser Untersuchung verwendeten schallempfindlichen Leuchtgasflammen gilt zusammenfassend folgendes:

Sie bestehen aus einem Gasstrahle angenähert von der Form eines dreiaxigen Ellipsoides. Ihre Axe führt einen beim Austritte aus der Düse scharf begrenzten Kern hoher Geschwindigkeit, der von den Verbrennungszonen schalenförmig umhüllt ist. Hauptsitz der durch den Schall ausgelösten Bewegungsvorgänge ist der unmittelbar über der Düse gelegene Flammenteil von wenigen Zentimetern Höhe.

Der Schall wirkt durch die Bewegung der Luftteilchen, nicht durch die Druckänderungen in der Schallwelle. Flamme ein Geschwindigkeitsempfänger. Der Schall wirkt maximal, wenn er senkrecht zum „Flammenbande" einfällt. Dabei kontrahieren sich dessen beide Hälften unter gleichzeitiger Oszillation und bilden die zum Bande senkrecht stehende pulsierende „Flammenfläche".

Die oszillierenden Luftbewegungen der Schallwelle versetzen das Flammenband in schwingende Bewegung, die sich mit den aufsteigenden Gasen nach oben als Wellenbewegung fortpflanzt.

Gleichzeitig wird der Verbrennungsprozess oszillatorisch gesteuert, sodass neben der „Undulation" noch eine „Volumoszillation" des Gasstrahles stattfindet. Diese gibt sich durch oszillierende Temperatur und Helligkeit zu erkennen.

Bei starken Schallwirkungen wird ein charakteristischer Gleichrichtereffekt beobachtet, der den Undulationen wie den Volumschwingungen eine typische Einseitigkeit verleiht. Er bewirkt die Bildung je einer starken und einer schwach entwickelten

Flammenfläche pro Periode. Flamme als Richtverstärker für Kombinationstöne wirkend. Die grossen Geschwindigkeitsunterschiede, die in der Flammenaxe und den verschiedenen Verbrennungszonen gemessen werden konnten, weisen auf das gleichzeitige Vorkommen schlichter (laminarer) und wirbliger (turbulenter) Strömungen im brennenden Gasstrahle hin. In der Gegend maximaler Schallempfindlichkeit unmittelbar über der Düse wurden in der Flammenaxe Geschwindigkeiten oberhalb der kritischen, in den Flammensäumen solche unter dem kritischen Werte gemessen. Die vorliegenden Versuche vermögen noch nicht mehr über die Frage, inwieweit ein Grenzzustand zwischen laminarer und turbulenter Strömung für die Schallempfindlichkeit massgebend sei, auszusagen.

b) *Versuch einer Theorie der schallempfindlichen Flamme.*

Da die eigentliche Schallempfindlichkeit, die die Flamme zu einem wertvollen Schalldetektor macht, auf starken *Formänderungen* des brennenden Gasstrahles beruht, die schon bei geringen Schallintensitäten zu beobachten sind, so muss eine Theorie die Kräfte zu erklären und womöglich zu berechnen gestatten, die jene Formänderungen hervorrufen.

Die Undulationen wie die Volum-Oszillationen der beiden Strahlhälften müssen die Ursache von Anziehungs- oder Abstossungskräften sein, die die beiden Flammenhälften einander nähern oder die sie voneinander zu entfernen trachten. Nun hat schon im Jahre 1863 C. A. Bjerknes in seiner *Theorie der hydrodynamischen Fernkräfte*[19]) gezeigt, dass sich zwei im Abstande r voneinander befindliche Flüssigkeitsvolumina V der Dichte ϱ, die sich entweder mit gleicher Frequenz schwingend bewegen, oder die gleichfrequente Volumpulsationen dV/dt ausführen, je nach der Phasenlage anziehen oder abstossen müssen. Anziehung tritt bei konphasen, Abstossung bei gegenphasigen Schwingungen ein. Auf Anregung des Verfassers hat nun *Dr.* V. Hardung den experimentellen Nachweis dieser Bjerknes-Kräfte an schwingenden und volumpulsierenden Gasstrahlen erbracht[20]). Es liegt somit kein Grund mehr vor, daran zu zweifeln, dass die unter Schalleinfluss auftretende Kontraktion der schwingenden Hälften des Flammenbandes auf diese „*Bjerkneskräfte*" zurückzuführen sind (Vgl. [13]). Für schwache Schallintensitäten, die die Flamme nicht übersteuern, kann man demnach folgenden einfachen Ansatz machen:

Ersetzt man die Undulationen wie die oszillierenden Verbrennungsvorgänge durch eine einfache Volumenschwankung

$$V = V_0 + A \sin \omega t$$

und nimmt zwei einander im Abstande r in den beiden Flammenhälften gegenüberstehende Gasvolumina V an, deren gegenseitige Kraftwirkungen man berechnen will, so gilt für die Bjerkneskraft K, mit der sich bei gleichphasigen Pulsationen die Volumina gegenseitig anziehen, die Beziehung:

$$K = \frac{\varrho}{4\pi r^2} (dV/dt)^2.$$

Nun ist hier

$$dV/dt = k\,\omega\,A \cos \omega t.$$

Somit

$$K = \frac{\varrho\, k^2}{4\pi r^2} \omega^2 A^2 \cos^2 \omega t.$$

Nach dieser einfachen Annahme muss sich bei Schalleinfall von der Periode $\omega = 2\pi n$ das Flammenband pro Periode zweimal zusammenziehen und zwei Flammenflächen bilden, die Schallempfindlichkeit der Flamme aber vom Quadrate der Schallschnelle $J^2 = \omega^2 A^2$ abhängen.

Während bei Vermeidung von Übersteuerungen der Flamme tatsächlich zwei Flammenflächen pro Periode nachgewiesen werden können (vgl. die Figuren 16 und 17), tritt bei starken Schallen der unter 11. behandelte Gleichrichtereffekt ein. Hier muss statt der oben angegebenen einfachen Kosinusfunktion für die Volumpulsation dV/dt eine asymmetrische Schwingung eingesetzt und die Bjerkneskraft danach berechnet werden. K pulsiert dann, wie es die Oszillogramme Figur 9—12 und die Aufnahmen Figur 15—17 zeigen derart, dass pro Periode eine starke und eine schwache Kontraktion erfolgt.

Bei Vorlesungsexperimenten wird die leicht zu übersteuernde Flamme fast immer zum Gleichrichter, so besonders im Falle der laut hörbar gemachten Kombinationstöne, die erst hervortreten, wenn man die erregenden Stimmgabeln nahe an die Indikatorflamme heranbringt.

Die Abhängigkeit der Flammenempfindlichkeit vom Quadrate der Schallschnelle ist durch exakte Messungen noch zu erweisen. Dies muss späteren Arbeiten vorbehalten bleiben.

Physikalische Anstalt der Universität
Abteilung für angewandte Physik.

Literaturverzeichnis und Anmerkungen.

[1]) H. ZICKENDRAHT. Über schallempfindliche Flammen. Erste Mitteilung. Helv. Phys. Acta. V. 317—335 (1932).

[2]) G. B. BROWN. On sensitive flames. Phil. Mag. XIII. 161—195 (1931). Vgl. hier Seite 194 im besonderen.

[3]) Firma JAMES JAQUET. A.G. Thannerstrasse 25, Basel.

[4]) W. J. WAGGENER. Annalen der Physik **58**, 579 (1896).

[5]) F. BERKENBUSCH. Annalen der Physik **67**, 649 (1899).

[6]) H. SCHMIDT. Annalen der Physik (4) **29**, 971 (1909).

[7]) E. N. DA C. ANDRADE. Annalen der Physik (4) **37**, 380 (1912).

[8]) A. BECKER und K. VOGT. Zeitschrift für Physik **75**, 804 (1932).

[9]) L. SCHILLER und A. NAUMANN. Mechanik der Flüssigkeiten und Gase in „Die Physik in regelmässigen Berichten" I. Heft 3. Seite 9 (1933).
L. SCHILLER. Physikalische Zeitschrift **16**, 566 (1925).

[10]) P. BREITENBACH. Annalen der Physik **67**, 803 (1899). — Ebendaselbst (4) **5**, 166 (1901).

[11]) LORD RAYLEIGH. Phil. Mag. (5) VII. 149 (1879).

[12]) P. E. SCHILLER. Die Naturwissenschaften, **18**, 352 (1930).

[13]) H. ZICKENDRAHT. Helv. Phys. Acta. VII. 470 (1934).

[14]) Für die leihweise Überlassung der schönen Edelmann'schen Stimmgabel von 17 Hertz bin ich Herrn Dr. med. ALBERT GROSHEINTZ, Ohrenarzt in Basel, zu besonderem Danke verpflichtet.

[15]) E. WAETZMANN. Die Resonanztheorie des Hörens. Vieweg. Braunschweig. 1912. Seite 30 und 112.
E. WAETZMANN. Physikalische Zeitschrift. XV. 638 (1914).

[16]) N. SCHMIDT. Die empfindliche Flamme als Hilfsmittel zur Bestimmung der Schwingungszahl hoher Töne. Münchner Dissertation 1902. Daselbst auch viele ältere Literatur über Flammen.

[17]) E. WAETZMANN. Resonanztheorie. Seite 121.

[18]) J. ZAHRADNICEK. Publications de la Faculté des Sciences de l'Université Masaryk. 1934. Über die Detektoren mechanischer Schwingungen.

[19]) V. BJERKNES. Die Kraftfelder. Sammlung „Die Wissenschaft", Heft 28. Vieweg. Braunschweig 1909. Seite 23 ff.

[20]) V. HARDUNG. Helvetica Physica Acta. VII. 804 (1934).