

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 14 (1941)
Heft: III

Artikel: Über schallempfindliche Flammen. Dritte Mitteilung
Autor: Zickendraht, Hans
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-111179>

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: 16.01.2026

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

Über schallempfindliche Flammen

(Dritte Mitteilung)

von Hans Zickendraht.

(7. V. 1941.)

Inhaltsangabe: Nach einer Zusammenfassung der bisher bekannten Tatsachen über die hydrodynamischen Vorgänge in schallempfindlichen Flammen werden diese als Bewegungsverstärker behandelt. Mit Stroboskop und synchron laufender Lichtsirene können die Bewegungsvorgänge in grossen schallempfindlichen Flammen photographisch festgehalten werden, wobei sich die Kontraktion des Flammenbandes, die den Schalleinfall äusserlich anzeigt, als Ergebnis der Bjerkneskräfte, einer Anziehungskraft zwischen Wirbelkernen und Verbrennungsvorgängen erklären lässt. Es wird eine elektrische Flammenerregungsmethode angegeben, die weitere Beiträge zur vorgetragenen Erklärungsweise liefert.

In mehreren, in dieser Zeitschrift seit 1934 veröffentlichten Arbeiten (vgl. das Literaturverzeichnis am Schlusse¹)) ist versucht worden, den verwickelten Mechanismus der 1858 von JOHN LECONTE in Amerika entdeckten Schallempfindlichkeit brennender Gasstrahlen aufzuklären. Der erste Schritt in dieser Richtung lag in der Schaffung hydrodynamisch klarer Verhältnisse bei den in der Hauptsache verwendeten Flammen. Neue Brennerdüsen wurden hergestellt, um den empfindlichen Flammen lanzettförmige, also sich nach oben verjüngende Gestalt zu geben, die sich einem langgestreckten dreiachsigen Ellipsoid möglichst annähert. Abbildungen und Masszahlen hierüber finden sich schon in der zweiten Abhandlung (im Folgenden II genannt) auf Seite 776. Der leuchtende Kohlenstoff-führende Flammenteil ist bei allen diesen Versuchen der eigentliche Träger der Erscheinungen.

Folgende Tatsachen über das Wesen der Schallempfindlichkeit geeigneter Flammen sind heute klar erfasst:

1. Die Flamme muss bandförmige Gestalt haben, darf also nicht dreh rund sein.
2. Die schallempfindliche Stelle ist ein kleiner Bezirk in unmittelbarer Umgebung der Brennerdüse.
3. Die Flamme reagiert auf die Schallschnelle, d. h. das Produkt aus Teilchenelongation bzw. -amplitude in die Kreisfrequenz. Die Flamme ist somit ein Geschwindigkeitsempfänger im akustischen Sinne.

4. Maximale Wirkung tritt ein, wenn die Fortpflanzungsrichtung der auffallenden Schallwelle senkrecht zum Flammenbande steht, minimale Wirkung, wenn der Schallstrahl in der Ebene des Flammenbandes liegt. Die Flamme ist somit ein Richtempfänger.

5. Für die Schallempfindlichkeit gewisser Flammen ist es nicht erforderlich, dass sich die Gasströmung in der Flamme, und dies ist auch bei kalten Gasstrahlen der Fall, auf der Grenze zwischen laminarer und turbulenter Strömung befindet. Hierüber orientieren die Arbeiten von G. BURNISTON BROWN²⁾ und einige Untersuchungen in Abhandlung II, p. 786ff.

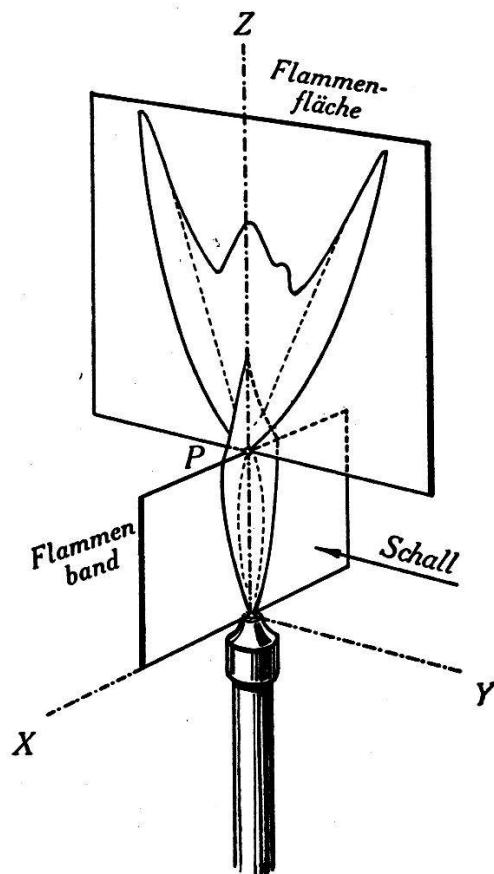


Fig. 1.

6. Die durch den Schall unmittelbar an der Düse hervorgerufene Hin- und Herbewegung des Gasstrahles von zumeist sehr kleiner Amplitude beeinflusst die Strömung an jener Stelle und hat bei wohldefinierten Flammenformen oft sehr starke Kontraktionen des *Flammenbandes* zu Folge, die dann durch das Zusammenströmen der beiden Bandhälften zur Bildung der *Flammenfläche* führen. Deren Ebene steht senkrecht zum Flammenbande. (Vgl. die aus I und II abgedruckte nebenstehende Figur 1.) Die Ursachen der Kontraktion sollen im Folgenden weiter geklärt werden.

7. Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung sind laut Abhandlung II, p. 777 und 779) bekannt.

8. An Flammen konnten akustische Gleichrichterwirkungen und Selbsterregung von Schwingungen durch Rückkopplung nachgewiesen werden (II, p. 789 und p. 799).

9. Schon 1934 (Abhandlung I, p. 332) ist vom Verfasser gezeigt worden, dass sich schallempfindliche Flammen auch durch elektrische Wechselfelder stark erregen lassen.

Im Folgenden soll die Flamme an Hand neuer Versuche als Schallamplitudenverstärker behandelt und weiteres Material zur Klärung der Frage nach der auffallenden Kontraktion des Flammenbandes unter Schall- oder elektrischer Einwirkung beigetragen werden. Zu diesem Zwecke wurden grosse, meist in einem Glaszylinder brennende Leuchtgasflammen verwendet, denen die in Figur 2 masstäblich dargestellte Form gegeben worden war. Die

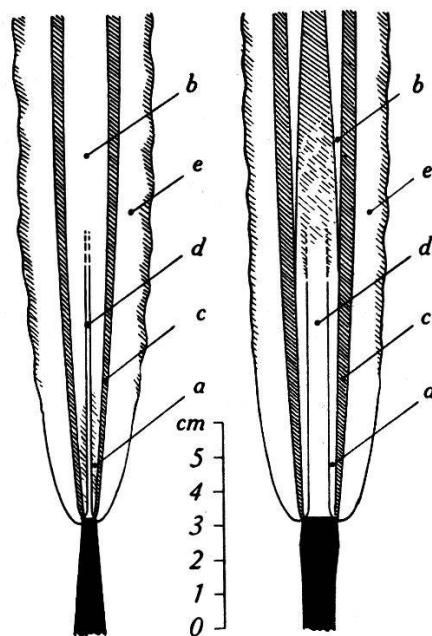


Fig. 2.

meisten Flammen brannten aus einer spaltförmigen Düse aus Kupferrohr (Spalt ungefähr 8 mm lang und etwa 1 mm weit) unter schwachen Drücken zwischen 0,2 und 1,7 cm Wassersäule und erreichten dabei Höhen bis zu 60 cm. Zur richtigen Beurteilung der Dimensionen aller eine Flamme bildender mehr oder weniger hoch erhitzter Gasmassen ist deren Beobachtung und Photographie nach der *Schlierenmethode* erforderlich. Während der äussere Anblick bloss den unteren blauen Teil *a*, den leuchtenden Teil von ungefähr 7 cm Höhe über der Düse an aufwärts, *b* und einen schmalen

blauen Saum höchster Temperatur c erkennen lässt, verrät die Schlierenmethode das Vorhandensein eines bis 10 cm hoch im Flammeninnern aufsteigenden unabhängigen Gasstrahles d und eines breiten Saumes e von heißen Gasen, die, ohne gewöhnlich sichtbar zu sein, die Flamme umgeben und im untersten Teile von einer wohldefinierten Begrenzungsfläche eingeschlossen sind. Oberhalb 3 cm über der Düse wird diese Grenzfläche aber so stark wellig, dass sie sich auch auf Momentaufnahmen nicht mehr wiedergeben lässt. Vgl. Figur 3 (Schlierenaufnahme).

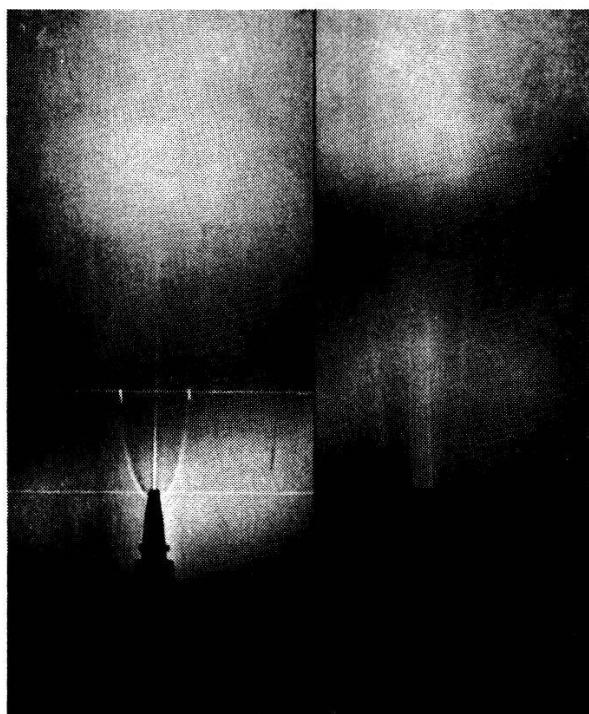


Fig. 3.

Man kann die Flammenvorgänge im Hinblick auf die Schallempfindlichkeit nur erfassen, wenn man die einzelnen Gashüllen, ihre Temperaturen, Strömungsgeschwindigkeiten und deren Gradienten in den Grenzflächen näher betrachtet. Unmittelbar über der Düse bestehen folgende Verhältnisse: Der zentrale, aus unverbranntem Leuchtgase von ungefähr 200 Grad Temperatur bestehende bandförmige Gasstrahl d hat Anfangsgeschwindigkeiten, die bei 50 cm Flammenhöhe 20 m/sek. überschreiten. Die Schlierenaufnahmen zeigen Diskontinuitätsflächen als Strahlbegrenzung bis zu Höhen von 8 bis 10 cm über der Düse und ferner eine deutliche *contractio venae* längs und quer zum Bande. Der steife zentrale Gasstrahl kann bei Schalleinfall senkrecht zu seiner Ebene nur wie ein elastisches Band wirken. Seine Rolle ist durch spätere Versuche weiter aufzuklären, vermutlich ist er an der *Gleichrichterwirkung* der Flamme beteiligt.

Der *blaue Flammensaum c* in unmittelbarer Umgebung der Düse hüllt den kühlen zentralen Strahl rundum ein und weist hier schon Temperaturen von 1200 bis 1400 Grad auf. Es bestehen starke Geschwindigkeitsgradienten in radialer Richtung von der Achse aus.

In 8 bis 10 cm Höhe über der Düse beginnt der leuchtende Teil *b* der Flamme. In ihm herrschen Temperaturen unter und um 1000 Grad. Schon früheren Autoren ist aufgefallen, dass sich die Schallvorgänge am deutlichsten an den durch den ausgeschiedenen Kohlenstoff leuchtenden Flammenteilen *b* kundgeben. Dies ist aber nicht etwa durch die deutlichere Sichtbarkeit vorgetäuscht, sondern, wie die Schlierenbeobachtungen eindeutig zeigen, tatsächlich in auffallendster Weise der Fall. Die *Diskontinuitätsflächen*, an denen sich die Schallvorgänge zeigen, liegen zwischen dem leuchtenden Flammenteile, seiner blauen Hülle und teilweise auch dem inneren nichtleuchtenden Kerne. Der äusserste, nur im Schlierenbilde erkennbare Saum von Verbrennungsgasen *e* nimmt am Schallvorgange nicht sichtbar teil.

Die Flamme als Amplitudenverstärker.

a) *Vorgänge unmittelbar an der Düse*: Längst steht fest, dass alle schallempfindlichen Gasstrahlen, ob sie nun brennen oder nicht, nur in der unmittelbaren Umgebung der Düse, aus der sie austreten, schallempfindlich sind. Über den Vorgang an sich, macht sich *G. Burniston Brown*²⁾ folgendes Bild: Er beobachtet, was unsere Schlierenaufnahmen besonders deutlich zeigen (siehe Fig. 3), dass alle Gasstrahlen und Flammen in der unmittelbaren Nachbarschaft der Düse einen vorgewölbten Bezirk aufweisen, in welchem eine starke Diffusion der umgebenden Luft ins Innere des Gasstrahles stattfindet. Durch den auffallenden Schall wird diese Diffusion nun periodisch gesteuert, in gewisser Weise also „moduliert“. So entstehen zunächst Undulationen sehr kleiner Amplitude, die vom Gasstrom nach oben mitgeführt werden. Wir haben die Amplituden derartiger Luftbewegungen wie folgt gemessen:

Der Lautsprecher der später zu beschreibende *Lichtsirene*, mit deren Hilfe die Flammenvorgänge untersucht werden konnten, ergab nach Messungen mit einem absoluten Schallmesser am Orte, wo sich bei den Aufnahmen jeweils die Flamme befand, folgende Lautstärken:

Frequenz . . .	75	120	200	240	300	360	450	480 Hertz
Lautstärke . . .	88	100	92	98	81	87	81	86 Phon
Schalldrucke . . .	5,0	20,0	8,0	15,9	2,2	4,5	2,2	4,0 Dyn/cm ²
Schallamplituden	37,5	93,8	22,5	37,3	4,1	7,0	4,75	$4,68 \times 10^{-5}$ cm

Hiebei ist die Lautstärke in Phon über einem Schwellenwerte des Schalldruckes von $p_0 = 0,0002$ Dyn/cm², also gemäss der bekannten Gleichung

$$\text{Lautstärke} = 20 \cdot \log_{10} \frac{p_{\text{eff}}}{p_0} \text{ Phon} \quad \text{gerechnet.} \quad (1)$$

Die Schallamplituden folgen dann aus den effektiven Schalldrucken gemäss der Gleichung:

$$A = \frac{\sqrt{2} \cdot p_{\text{eff}}}{\rho \cdot c \cdot \omega}. \quad (2)$$

Für eine Zimmertemperatur von 20 Grad in der Umgebung der Flamme und unter einem Barometerdruck von 740 mm Quecksilber ist $\rho \cdot c \approx 40$ akust. Ohm, der Wellenwiderstand der Luft, $\omega = 2 \pi n$ die Kreisfrequenz.

Die kleine Tabelle zeigt also, dass die Amplituden, mit denen der bandförmige Gasstrahl, der in der Achse mit Geschwindigkeiten bis zu mehr als 20 m/sek. die Düse verlässt, mit Amplituden von der Größenordnung von 5 bis 100×10^{-5} cm hin- und herbewegt wird.

Die Schlierenaufnahmen (Fig 3) ergeben nun, dass die Achse der Flamme einen verhältnismässig steifen Gasstrahl führt, der rundum von einer bedeutend beweglicheren Verbrennungszone umgeben ist. Wir haben seinerzeit nachgewiesen (vgl. Abhandlung II p. 789, Fig. 9), dass schon in geringer Höhe über der Düse keine sinusoidale Bewegung des gasförmigen Bandes mehr vorhanden ist, der Strahl also *einseitig* bewegt wird. Hierauf ist die *Gleichrichterwirkung* der Flamme zurückzuführen. Näheres darüber wurde früher gegeben.

Beobachtet man eine schallempfindliche Flamme stroboskopisch, doch ohne sie zunächst durch Schall zu erregen, so kann man fortwährend Unstetigkeiten am Düsenrande entstehen und nach oben zur Flammenspitze hin abfliessen sehen. Dabei bilden sich Wirbel. Die Abstände der Wirbelachsen variieren aber fortwährend, so dass das Bild keinen Augenblick stationär bleibt. Die Wirbelablösung röhrt von immer vorhandenen verschwindend kleinen Störungen in der Umgebung der Düsenrände her, die natürlich ganz unregelmässig aufeinander folgen.

Diese labilen Vorgänge lassen sich nun durch Schall in regelmässiger Weise steuern, wobei ganz analog den Vorgängen am Gitter einer Triode schon verschwindend kleine Energiemengen zur Steuerung hinreichen. Der Strömung selbst entstammt die Ener-

gie, die zur Amplitudenvergrösserung der Undulationen und damit zu Wirbeln führt und so die Flamme zu einem *Verstärker* macht.

b) Das Anwachsen der Amplituden: HELMHOLTZ war 1868 wohl der erste, der auf die Instabilität von Diskontinuitätsflächen hinwies, wie sie zwischen Flüssigkeiten liegen, die sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten aneinander vorbei bewegen. LORD KELVIN hatte 1871 auf die Instabilität einer ebenen Wasserfläche, über die Wind hinstreicht, aufmerksam gemacht. LORD RAYLEIGH gelang es dann im Jahre 1879, die Instabilität von Diskontinuitätsflächen mathematisch allgemein zu behandeln. In einer schönen Arbeit hat L. ROSENHEAD³⁾ die Formen untersucht, die eine schwach sinusoidal gewellte Grenzfläche zwischen zwei Flüssigkeitsschichten, die gegeneinander strömen, annehmen muss. Er legt eine endliche Reihe von Wirbeln unter sich gleichen Abstandes mit den Achsen einander parallel in die leicht gewellte Fläche und zeigt, dass sich die Wirbel nach kurzer Zeit gegenseitig derart verschieben, dass Konzentrationsstellen mit Verarmungsstellen an Wirbeln regelmässig abwechseln. Dies führt dann zunächst zu einer Art Vorwölbung der Wellenberge über die Wellentäler und schliesslich zu einem Einrollen der Diskontinuitätsfläche, wobei die Amplitude der anfänglich sinusoidalen Störung beträchtlich anwächst. Wichtig ist hierbei, dass sich durch das Einrollen Umfang und Masse der Wirbelkerne rasch vergrössern.

Ist λ die „Wellenlänge“ einer sinusoidalen Störung und bedeutet U die Strömungsgeschwindigkeit auf je einer Seite der gewellten Diskontinuitätsfläche, somit $2U$ die relative Geschwindigkeit zweier Teilchen zu deren beiden Seiten, so zeigt ROSENHEAD in einem bestimmten Falle, dass sich schon nach $t = 0,4 \lambda/U = T/4 = 1/4 n$ Sekunden die Amplitude der Störung verdoppelt und die Grenzfläche sich bereits um mehr als 180 Grad wirbig eingerollt hat (vgl. Fig. 4, S. 187 der genannten Abhandlung³⁾). Die Amplituden der Störung und die Wirbeldurchmesser wachsen demnach mit der Frequenz des auffallenden Schalles rasch an. Dies zeigt G. BURNISTON BROWN (loc. cit., S. 724) in einer schematischen Zeichnung, sprechender noch in seinen schönen stroboskopischen Aufnahmen von schallbeeinflussten Gasstrahlen, die Rauch führen. Unter Schalleinfluss verbreitert sich der Strahl fächerförmig, wobei sich mit wachsender Amplitude des Schalles die Spitze des Fächers der Düse mehr und mehr nähert (vgl. S. 203, Alinea 4).

Im Folgenden sind stroboskopische Aufnahmen von Flammen wiedergegeben, die die oben beschriebenen Verhältnisse nun näher beschreiben sollen. Die Apparatur, mit denen die Aufnahmen gewonnen wurden, war die folgende:

c) Stroboskop und Lichtsirene. Fig. 4 zeigt ein Holzgestell, auf dem sich ein kleiner Gleichstrommotor *a* und dessen Regulierwiderstand *b* befinden. Der Motor kann eine kreisrunde Scheibe *c* von 20 cm Durchmesser mit 180 bis 2400 Umdrehungen pro Minute antreiben. Dies entspricht bei 16 Schlitzten einem Frequenzbereiche von 48 bis 640 Hertz. Um Spannungen oder Töne dieser Frequenz genau synchron mit dem Lauf der stroboskopischen Scheibe herstellen zu können, brachte man auf der einen Seite der Öffnungen eine kleine Lampe *d* und dieser gegenüber eine Sperrschicht-Photozelle *e* an, mit deren Hilfe man einem Verstärker Wechselspannungen von einigen Hundertsteln Volt zuführen und sie dann

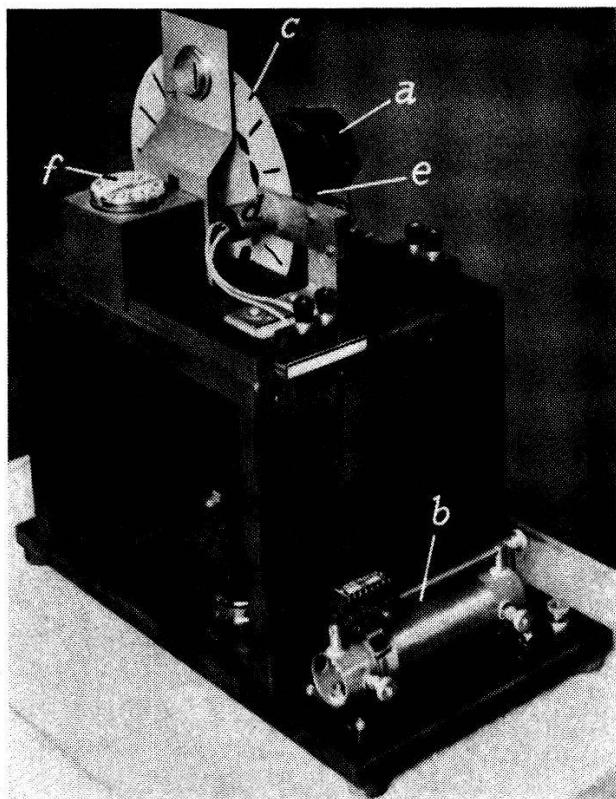


Fig. 4.

auf die zum Betriebe eines grossen Lautsprechers erforderlichen Spannungen zwischen 20 und 40 Volt verstärken konnte. *f* ist ein Tachometer zur Frequenzbestimmung. Ein kleiner Kunstgriff erlaubt, nahezu sinusoidale Spannungen zu erhalten. Jedem Spalt des Stroboskopes ist eine elliptische Öffnung in der Scheibe zugeordnet und es gelingt durch richtiges Einstellen von Lämpchen und Photozelle auf einem kleinen Schlitten, die Stelle herauszufinden, wo die Kathodenoszillogramme der gewonnenen Wechselspannungen nur noch verschwindend kleine Abweichungen von der Sinusgestalt aufweisen.

Nur durch absoluten Gleichlauf zwischen Ton und Stroboskop sind stehende Flammenbilder zu erzwingen, eine Forderung, die zur Erzielung brauchbarer Aufnahmen unerlässlich ist.

Fig. 5 zeigt das stroboskopische Photogramm *a* der Seitenansicht einer Leuchtgasflamme, die aus einer grossen spaltförmigen Düse von 8 mm Länge und etwa 1 mm Breite des Spaltes brannte, daneben die unbeeinflusste Flamme *b*. Der obere Flammenteil war durch einen Glaszyylinder vor Luftströmungen geschützt. Die Frequenz betrug 260 Hertz, der effektive Schalldruck an der Düse ungefähr 10 Dyn/cm^2 , was einer Amplitude der Luftbewegung am Düsenrande von $22 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ entspricht. Da der leuchtende Teil der Flamme an der Stelle grösster Dicke einen Durchmesser von 1,4 cm besass, und ganz von den Schwingungen durchmessen wurde, so lag eine Amplitudenverstärkung von $7/22 \cdot 10^{-5} = \text{ca. } 23000$ vor.

Die Sinusschwingung an der Düse erscheint allerdings oben in der Flamme stark verzerrt (vgl. die schematische Fig. 9). Die Form der Verzerrung lässt sich aus der Superposition einer Sinusbewegung quer und der bekannten Geschwindigkeitsverteilung über den Flammdurchmesser ableiten.

Aus dem Photogramm geht hervor, dass der leuchtende Teil des Flammenbandes unter Schalleinfluss im Raume Zickzackform annimmt und dass die Wirbelkerne an den Umkehrstellen durch gesteigerte Verbrennung ausgezeichnet, das Einrollen der Gasschichten nur sehr unvollkommen erkennen lassen. Vergleicht man unsere Flammenaufnahmen mit den Photogrammen, die G. B. BROWN an kalten, rauchgefüllten Luftstrahlen gewonnen hat, so tritt die Mitwirkung der Verbrennungsprozesse im vorliegenden Falle deutlich zutage (vgl. G. B. BROWN²) und P. E. SCHILLER⁵).

Im Schlierenbilde einer erregten und einer unerregten Flamme ist ferner zu erkennen, dass der axiale Strahl von einer gewissen variablen Höhe über der Düse ab unter Schalleinfluss fächerartig ausgebreitet wird und dass sich die Spitze des Fächers mit wachsender Intensität und steigender Frequenz der Düse zu nähern sucht. Stroboskopische Schlierenaufnahmen werden später diese Verhältnisse weiter aufklären müssen.

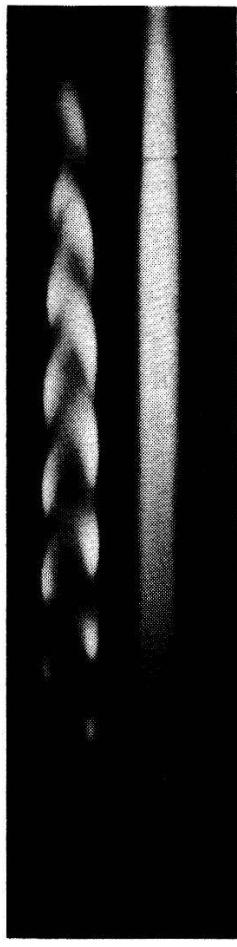


Fig. 5.

Die Wirbelbildung an den Umkehrstellen des Flammenbandes bedarf noch einiger näherer Untersuchung. Bekanntlich entsteht infolge des Vorhandenseins von Grenzschichten, in denen sich Geschwindigkeitsgradienten ausbilden, z. B. beim Umströmen eines

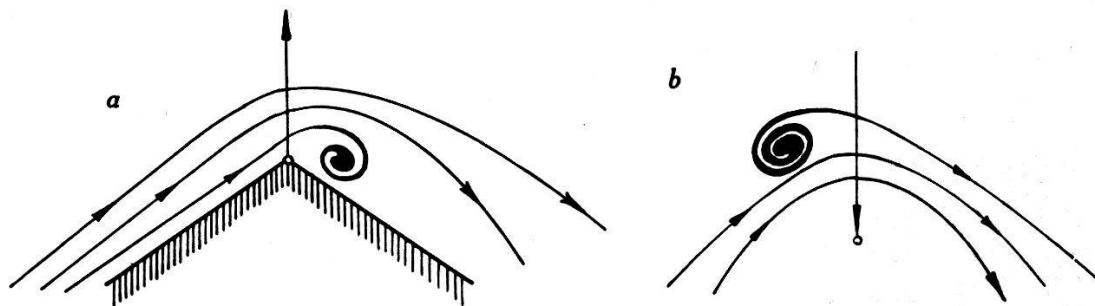


Fig. 6.

keilförmigen Hindernisses Wirbelablösung in der oben dargestellten Weise. Fig. 6a. Hier liegt eine Strömung vor, deren Geschwindigkeit nach aussen, in Richtung der positiven y -Achse zunimmt. Zum Vergleiche haben wir in Fig. 6b eine Umkehrstelle

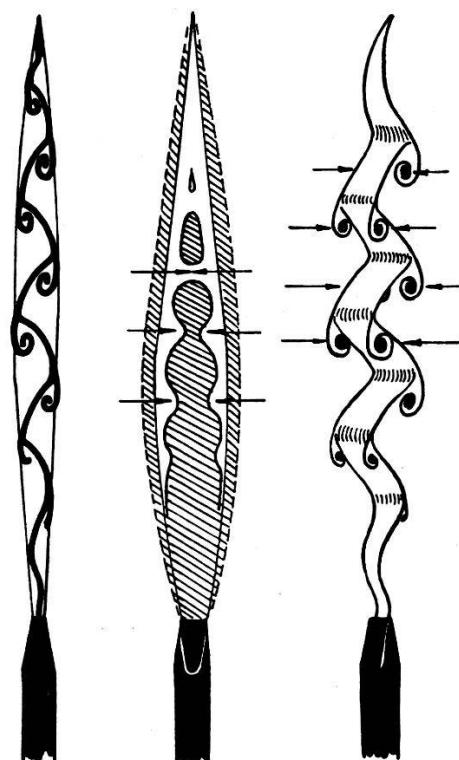


Fig. 7.

der Strömung bei deren Zickzackbewegung (Undulation) dargestellt. Hier läuft der Geschwindigkeitsabfall in umgekehrter Richtung, was zur Folge haben muss, dass sich der gebildete Wirbel nach der entgegengesetzten Seite hin entwickeln muss. Betrachtet man nun in diesem Zusammenhang die stroboskopische Frontalaufnahme eines Flammenbandes, auf das Schall einwirkt (Fig. 7

schematisch und Fig. 8), so sieht man, dass sich die beiden leuchtenden Flammenhälften zu einer Reihe von Wirbelkernen in regelmässigen Abständen formen und dass zwischen den Wirbelkernen gegenseitige Anziehung nach der Strahlachse zu besteht. Diese Anziehung befördert die Kontraktion des Flammenbandes, die zur Bildung zusammenströmender Gasstrahlen und damit zur Entstehung der Flammenfläche (vgl. Fig. 1) führt. Die Grösse der Anziehungskräfte kann man aus folgenden Überlegungen abschätzen:

Geht man von einem geraden zylindrischen Wirbelfaden vom Querschnitt πr_0^2 und der Winkelgeschwindigkeit ω aus, so ist dessen Wirbelstärke

$$\Gamma = 2 \omega \pi r_0^2 \quad (3)$$

Rund um diesen Wirbelfaden konstanter innerer Winkelgeschwindigkeit ω besteht in einem Medium von der Dichte ϱ eine Potentialströmung mit hyperbolisch mit der Entfernung r von der Strahlachse abnehmender peripherischer Geschwindigkeit w . Bekanntlich gilt

$$\text{im Innern des Wirbelkernes } w_r = \frac{\Gamma r}{2 \pi r_0^2} \quad (4)$$

$$\text{im Außenraume } w_r = \frac{\Gamma}{2 \pi r} \quad (5)$$

Für den Druck in der Mittelachse des Wirbelkernes findet man:

$$p_m = p_\infty - \frac{\varrho \Gamma^2}{4 \pi^2 r_0^2} = p_\infty - \varrho \omega^2 r_0^2. \quad (6)$$

In der Achse des Wirbels besteht also ein schwacher Unterdruck gegenüber dem Druck p_∞ des Mediums im Unendlichen, d. h. weit von den strömenden oder drehenden Flüssigkeitsteilen (vgl. z. B. PRANDTL-TIETJENS und BJERKNES¹).

Die stroboskopischen Aufnahmen (Fig. 8) zeigen nun ebenso wie die seinerzeit publizierten Flammenoszillogramme (vgl. II, S. 791, Fig. 10 daselbst) Verjüngungen des Flammenbandes in regelmässigen Abständen, in die helle Teile hineinragen oder sie sogar quer durchziehen. Dieses Zusammenfliessen ist eine Folge des Unterdruckes in den Strahlachsen, in die Gas aus den äusseren weniger rasch bewegten Flammenelementen radikal nach innen ein dringt. In den rasch strömenden axial gelegenen Flammenelementen ist ja gemäss dem Bernoullischen Gesetz der Druck geringer, in den langsam strömenden peripheren Teilen entsprechend grösser.

Das stroboskopische Photogramm, Fig. 8, zeigt in der Mitte *a* die im Glaszylinder brennende unbeeinflusste Flamme aus grosser 8 mm-Düse, während die Aufnahme rechts *b* dieselbe Flamme unter Einfluss des Tones $n = 230$ Hertz bei einer Lautstärke von ca. 95 Phon stroboskopisch wiedergibt. Deutlich ist bei der Aufnahme *a* die konvergierende Form der leuchtenden Flammenteile zu erkennen, während man rechts *b* die Kontraktionen unter Einfluss der Wirbelbildung in den hellen Teilen zusammen mit der daselbst gesteigerten Verbrennung erkennen kann.



Fig. 8.

Gleichung 6 lässt eine Schätzung des *Unterdruckes* zu, der das Zusammenziehen der Wirbelkerne bewirkt. Es war

$$p_m = p_\infty - \varrho \cdot \omega^2 \cdot r_0^2$$

Nimmt man als mittlere Temperatur der leuchtenden Flammenteile 1000 Grad an, so ist bei der Dichte des bei diesen Versuchen verwendeten Leuchtgases im Vergleiche zu Luft $\sigma = 0,457$, die Masse eines cm^3 Leuchtgases im hellen Teile

$$\varrho = \frac{0,46 \cdot 0,0013}{981 \cdot (1 + \alpha \cdot 1000)} = 1,3 \cdot 10^{-7} \text{ gr/cm}^3.$$

Nun hat G. B. BROWN in seiner oben schon mehrfach erwähnten Arbeit²⁾ gezeigt, dass die Umdrehungszahl der gebildeten Wirbel gleich der *halben Frequenz* des einfallenden Schalles sei. In unserem Falle gelten also die Zahlen:

$$n = 230 \text{ Hertz} \quad n/2 = 115 \text{ Hertz} \quad \omega = 722 \\ \text{woraus } \omega^2 = 521300$$

Die Ermittlung der Durchmesser der Wirbelkerne aus den Photogrammen ist natürlich mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Nimmt man, was durchaus zulässig erscheint, die Umrundungen der hellen sich einander nähern Flammenteile rechts in Fig. 8*b* als die Grenzflächen der Rotationsparaboloide, die die Potentialströmungen rund um die Wirbelkerne bilden (Gleichungen 4 und 5), so lässt sich der mittlere Radius der Wirbelkerne aus dem Photogramm zu $r_0 = 0,4 \text{ cm}$, $r_0^2 = 0,16$ abschätzen.

Hieraus ergibt sich der Unterdruck in der Wirbelachse von der Grösse:

$$-\varrho \cdot \omega^2 \cdot r_0^2 = -1,3 \cdot 521300 \cdot 0,16 \cdot 10^{-7} \approx -1 \text{ Dyn/cm}^2$$

Da der Unterdruck proportional dem Quadrate der Frequenz verläuft, so erklärt sich die bekannte Tatsache, dass die Schallempfindlichkeit der Flammen mit der Frequenz stark zunimmt. Bei tiefen Tönen, wie im vorliegenden Falle, kann die Kontraktion daher nicht stark sein, in Fig. 8b kommt es überhaupt nicht zum Zusammenströmen der beiden leuchtenden Hälften des Flammenbandes und damit auch nicht zur Bildung einer Flammenfläche. Sehr deutlich ist aber die gegenseitige Anziehung der wirbelnden Flammeneile in der Aufnahme 8c erkennbar, die eine empfindliche Flamme etwas seitlich gedreht unter Schalleinfluss darstellt.

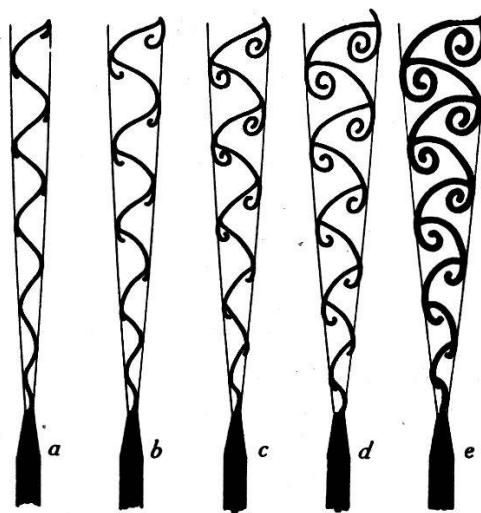


Fig. 9.

Nun lehrt auch die einfachste Beobachtung an Flammen, dass die Kontraktion des Flammenbandes stark von der *Schallintensität* abhängt. In Gleichung 6 scheint dieser wichtige Umstand zunächst nicht zum Ausdruck zu kommen, indessen beweisen einfache Experimente, die man mit jeder empfindlichen Flamme unter Anwendung des Stroboskopes bei konstanter Frequenz und steigender Schallamplitude anstellen kann, dass, wie Fig. 9 schematisch zeigt, mit zunehmender Amplitude des auf den Düsenrand fallenden Schalles eine wachsende Verbreiterung der Hin- und Hergänge in der Flamme, eine Verzerrung der Zickzackbahnen im dargestellten Sinne, hauptsächlich aber eine zunehmende Volumenvergrösserung der an den Umkehrstellen eingerollten, die Wirbelkerne darstellenden Gasmassen eintritt, so dass man den Radius der Wirbelkerne r_0 als Funktion der Schallamplitude wird darstellen können. Zweifellos ist also

$$r_0 = f(A) \quad \text{woraus 6) zu}$$

$$p_m = p_\infty - \varrho \omega^2 [f(A)]^2 \quad (7)$$

werden muss. Möglicherweise liegt auch hier einfache Proportionalität mit dem Quadrate der Schallschnelle ωA vor.

Die Wiedergabe weiterer Stroboskopaufnahmen ist durch die vortrefflichen Photographien von P. E. SCHILLER⁵⁾, die die Erscheinungen, nach denen die Schemata von Fig. 9 stark vereinfachend gezeichnet sind, aufs deutlichste zeigen, überflüssig gemacht. In diesem Zusammenhange mag es nötig erscheinen, noch kurz auf die besondere Natur der hier auftretenden „Wirbelkerne“ einzugehen. Es kann sich bei den sich drehenden Gasmassen in der Flamme weder um lang ausgedehnte Wirbelfäden, noch um geschlossene Wirbelringe im Helmholtz'schen Sinne handeln, vielmehr liegen hier kleine abgeschlossene Gasvolumina vor, die vorübergehend in rasche Drehung geraten und bei dieser Gelegenheit starken Veränderungen (Verbrennung des Gases) unterworfen sind. Desgleichen handelt es sich hier nicht um *Karman'sche Wirbelstrassen*, denn das berühmte Verhältnis der Breite der Strasse zum Abstand der Wirbel ist ja im vorliegenden Falle nicht konstant, sondern in weiten Grenzen veränderlich.

In unsern Stroboskop-Aufnahmen treten die Wirbel deshalb nur sehr rudimentär auf, weil infolge der in ihnen herrschenden starken Durchmischung von Leuchtgas mit Aussenluft der freie Kohlenstoff sehr rasch verbrennt und dann nur die Anfänge der Einrollung sehen lässt. Anders ist das bei den Flammenaufnahmen von P. E. SCHILLER (loc. cit., Akustische Zeitschrift), wo in den Abbildungen 5 und 6 auf S. 40 die Einrollungen wohl deswegen so deutlich hervortreten, weil den Flammengasen Azetylen beigemischt worden war. Dieses Gas liefert eben Kohlenstoff in viel reichlicherer Menge, als das Leuchtgas allein, wobei sich der Wirbel länger erhält, bis der vorhandene Kohlenstoff ganz aufgezehrt ist.

Wir haben früher gezeigt (Abhandlung II, S. 801) und die Messungen von V. HARDUNG¹⁾ haben die Richtigkeit der Annahme bestätigt, dass auch die periodischen Pulsationen in einer unter Schalleinfluss stehenden Flamme für die Kontraktion des Flammenbandes verantwortlich gemacht werden müssen. Die vorliegenden Untersuchungen ergänzen die früheren Beobachtungen nun in folgender Weise:

Auffallender Schall steuert die Diffusionsvorgänge an der Düse einer bandförmigen Flamme periodisch. Die asymmetrisch gewellte Diskontinuitätsfläche (Gleichrichtereffekt!) weist in der Strömungsrichtung (bei Flammen also nach oben hin) eine rapide Zunahme der Störungssamplituden, Einrollung und damit Wirbelbildung auf. Die Schallsteuerung hat einen zickzackförmigen Verlauf des Flammenbandes mit seitlich symmetrisch und koaxial liegenden Wirbel-

kernen zur Folge, bei welchem die Verbrennung periodische Steigerungen erfährt. Die Kontraktion des Flammenbandes, die die Bildung einer sich meist gabelnden Flammenfläche bewirkt, ist auf zwei Ursachen zurückzuführen: die *Bjerkneskräfte*, d. h. die Anziehungen, die durch gleichphasig-gleichfrequente Volumpulsationen entstehen und die eng mit den gesteuerten Verbrennungsprozessen in der Flamme zusammenhängen und die *Anziehung*, die koaxiale gleichphasig-gleichfrequente Wirbelkerne und die um sie herum entstehenden Potentialströmungen aufeinander ausüben.

Für die *Bjerkneskräfte* gilt:

$$K = \frac{\varrho k^2}{4 \pi r^2} \cdot \omega^2 A^2 \cdot \cos^2 \omega t \quad (8)$$

Für die Ursache der *Wirbelanziehung*

$$p = p_\infty - \varrho \omega^2 \cdot r_0^2, \quad \text{wobei} \quad r_0 = f(A) \quad (9)$$

Beide Erscheinungen sind dem Quadrate der Frequenz und wahrscheinlich dem Quadrate der Schallschnelle proportional.

Da nun minimalste Störungen der Diskontinuitätsfläche, die sich von der Düse ablöst, starke Wirkungen in der Flamme hervorrufen können, so lag es nahe, eine periodische elektrische Beeinflussung der Flamme zu versuchen, hatten doch schon frühe Untersuchungen (Abhandlung I, S. 332) gezeigt, dass dies leicht möglich sei.

d) Elektrische Erregung von Flammen. Grundversuch: Isoliert man eine metallische Brennerdüse und verbindet sie unipolar mit einem Generator für Wechselspannungen bestimmter Frequenz, so erhält man der Schalleinwirkung völlig analoge Erscheinungen, Kontraktion des Flammenbandes und Bildung gegabelter Flammenflächen wie beim Schalleinfalle, wenn man für hinreichende elektrische Leitfähigkeit der Gase in dem Teile sorgt, der der Düse unmittelbar benachbart ist.

Dies geschieht am besten durch Einführen von Natrium-, besser noch von Kaliumionen in die Flamme und zwar derart, dass die Salzperlen, die die Ionen abgeben, seitlich angelegt werden, bis die leuchtenden Salzdämpfe einen der breiten metallischen Düsenränder berühren. Keine Wirkung tritt ein, wenn man die Perle genau symmetrisch an den schmalen Düsenrand anlegt. Dann kommt nämlich wegen der Symmetrie *keine* Undulation des Flammenbandes zustande.

Ein einfacher Versuch gibt Aufschluss über die Größenordnungen der elektrischen Verhältnisse: Die Lichtsirene lieferte

über einen grossen Röhrenverstärker mit nachfolgendem Transformator (Übersetzungsverhältnis 1 : 10) zwischen der grossen Kupferdüse einer Gasflamme von 36 bis 37 cm Länge und 2,3 bis 2,4 cm maximaler Breite, die in einem weiten Glasrohre brannte, und der auf 2 mm dem breiten Düsenrande genäherten Platinöse einer Salzperle Wechselspannungen von 327 Hertz bei ca. 150 Volt eff. Bei *Natrium* wurden folgende Verhältnisse gemessen:

Frequenz 327 Hz.

Spannung	145	148	152 Volt eff.
Stromstärke	$6 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$ Amp. eff.
Widerstand	2,4	3,6	7,3 Megohm.

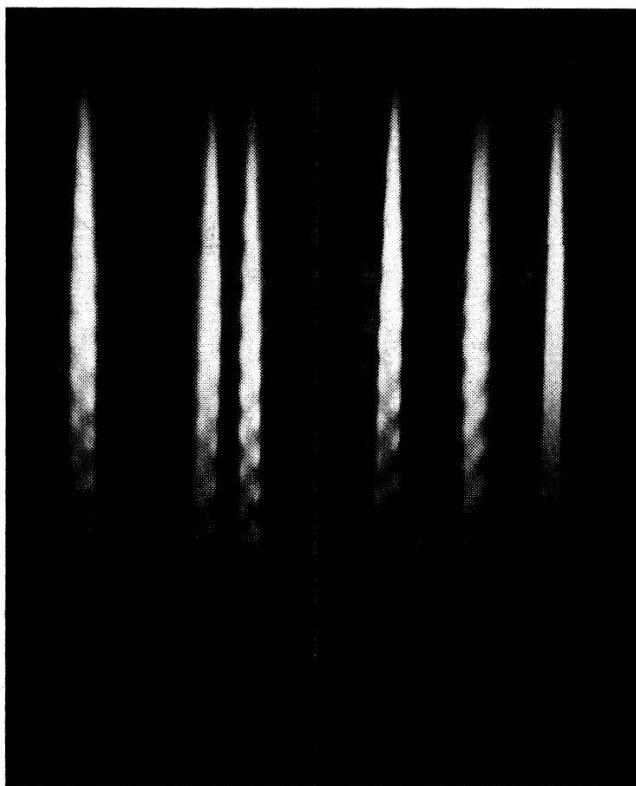


Fig. 10.

Bei *Kalium* ergab sich bei derselben Frequenz 327 Hertz.

Spannung 120 Volt eff.

Stromstärke $28 \cdot 10^{-5}$ Amp. eff.

Widerstand 430 000 Ohm.

Die im Stroboskop erkennbare Undulation des Flammenbandes, das Zusammenfliessen der Wirbelkerne und damit die Kontraktion waren bei Kalium bedeutend stärker ausgeprägt als bei Natrium, ein Umstand, der sich zwanglos aus der bekannten bedeutend grösseren Ionenzahl in der Flamme bei Kalium gegen-

über Natrium und der dadurch bedingten stärkeren Steuerung der Gasströmung infolge Anziehung und Abstossung der positiven Ionen durch die Düse erklärt.

Die stroboskopischen Aufnahmen zeigen bei Fig. 10 die Un-
dulation in einer quergestellten Flamme, deren Düse mit einer Wechselspannung von 238 Volt eff. bei 262 Hertz periodisch unipolar aufgeladen worden war und in die man seitlich Natriumionen eingeführt hatte.

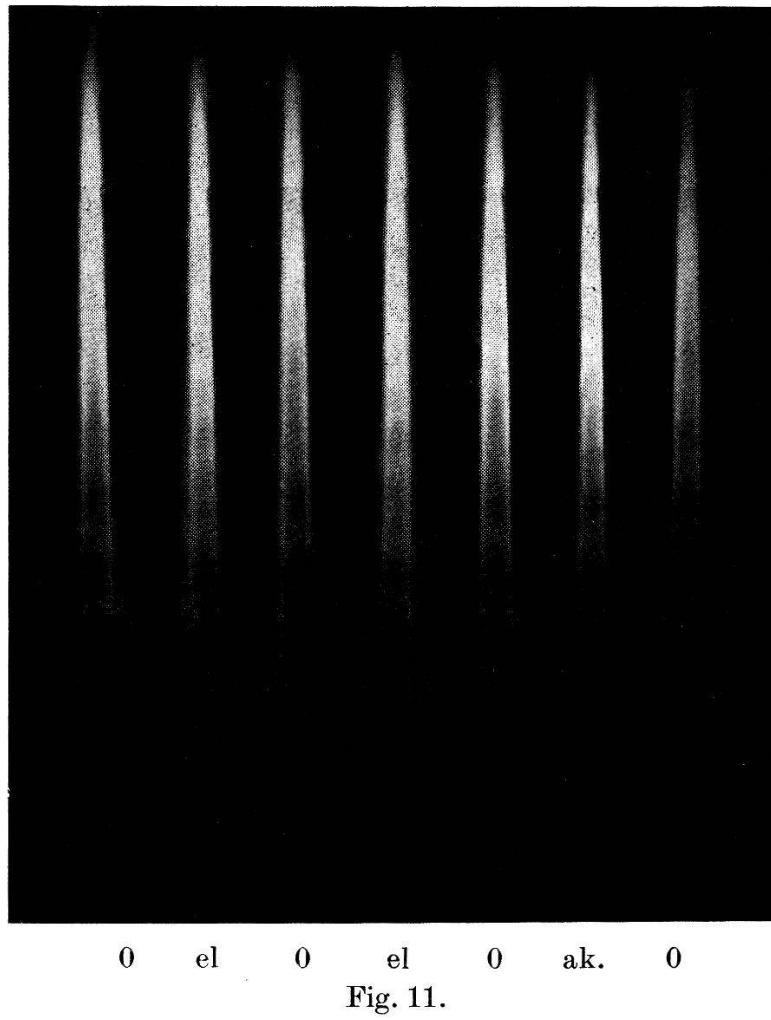


Fig. 11.

Fig. 11 gibt einen direkten Vergleich zwischen Schallbeeinflussung unter 297 Hertz (rechts) und elektrischer Erregung mit 210 Volt eff. bei derselben Frequenz unter Einführung von Kaliumionen. Zwischen Schall- und elektrischer Erregung ist kein Unterschied erkennbar. Die Aufnahmen zeigen die Flammenbreitseite. Unbeeinflusste und erregte Flammen wechseln miteinander ab.

Mit Hilfe der elektrischen Erregung von Flammen liess sich die Geschwindigkeit der Gasströmung in den leuchtenden Teilen leicht messen. Eine 35 bis 36 cm hohe durch ein weites Glasrohr geschützte Gasflamme wurde unter 226 Volt eff. elektrisch mit der

Frequenz 271 Hertz erregt. Sie führte Kaliumionen. Die Ausmessung der stroboskopischen Aufnahme ergab folgende Daten bezüglich der „Wellenlänge“ der Undulationen in verschiedenen Höhen über der Düse:

Höhe über Düse . . .	11,9	13,4	15,1	16,9	18,6	20,4 cm
Wellenlänge . . .	1,65	1,65	1,72	1,80	1,98	1,98 cm
Gasgeschwindigkeit	4,47	4,47	4,66	4,87	5,37	5,37 m/sek.

Vergleicht man die Geschwindigkeitswerte mit den auf ganz anderem Wege erhaltenen Geschwindigkeiten in den leuchtenden Teilen der Gasflammen (vgl. Abhandlung II, S. 783, Fig. 5), so erkennt man, dass sie sich durchaus in die dort gegebenen Bereiche einordnen. Im Strahle unverbrannten Leuchtgases in der Flammenachse herrschen unmittelbar über der Düsenöffnung aber bedeutend höhere Geschwindigkeiten vor, es besteht also auf kleinem Raum ein steiler Geschwindigkeitsabfall von innen nach aussen, der für die zum Schlusse noch zu erwähnenden Erscheinungen verantwortlich zu machen ist. Sechs Düsen elliptischen oder rechteckigen Querschnittes wurden untersucht. Man mass die Düsenquerschnitte q in mm^2 , den Gasdruck in h cm Wassersäule vor der Düse, mittels Quarz-Pitotrohr die Gasgeschwindigkeit v m/sek. im axialen Strahle unverbrannten Gases und die approximative Flammenhöhe H in cm. Die Flammen wurden sodann 2 mm über den Düsenbreitseiten mit Kaliumionen versehen und elektrisch in der oben angegebenen Weise erregt. Die erhaltenen Werte sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Düse	Fläche q mm^2	Druck h cm	Flammen- höhe H cm	Gasgeschwindigkeit im axialen Strahl
$a \odot$	2,25	3,85	ca. 32	48,3 m/sek.
$b \odot$	2,96	3,40	ca. 35	45,2 m/sek.
$c \odot$	3,73	2,50	ca. 38	39,2 m/sek.
$d \odot$	8,17	0,70	ca. 32	20,9 m/sek.
$e \square$	9,50	1,65	ca. 45	26,7 m/sek.
$f \square$	10,96	1,18	ca. 40	26,3 m/sek.

Die Düsen a bis d hatten elliptische Mündungen, bei den Düsen e und f brannten die Flammen aus schmalen Rechtecken.

Allen Flammen aus den elliptischen Düsen a bis d war gemeinsam, dass sie sich in einem Frequenzbezirk von 0 bis etwa 120 Hertz zu knatternden Verpuffungsvorgängen erregen liessen, die im Stroboskop charakteristische, vom früher geschilderten Schall-

erregungsvorgänge abweichende Bilder lieferten. Von 120 Hertz bis ungefähr 190 Hertz lag ein Gebiet sehr schwacher Erregbarkeit (mit Ausnahme des Falles der Düse d von $8,17 \text{ mm}^2$ Querschnitt). Oberhalb 200 Hertz liessen sich die Flammen elektrisch zu starken Kontraktionen mit scharfer Gabelung der Flammenfläche bringen, wobei das Frequenzgebiet zwischen 2200 und 2600 Hertz bei allen Düsen ein deutliches Erregungsmaximum aufwies. BROWN hebt in seiner zitierten Arbeit²⁾, S. 706, die Frequenzen 2400, 3300, 4600 und 5850 als Empfindlichkeitsmaxima für alle Flammen, unabhängig von Grösse und Form der Düse, von Strahlgeschwindigkeit, Schallamplitude und Art und Weise der Gaszufuhr zur Flamme hervor. Es ist indessen klar, dass es sich hiebei nur um die *Schwerpunkte von Frequenzgebieten* handeln kann, da zweifellos kleine Abweichungen nach höheren oder tieferen Schwingungszahlen vorhanden sind. So wurden beobachtet:

- Bei Düse *a* Maxima bei 850, 2200 und 6400 Hertz. Empfindlichkeit bis über 11000 Hertz;
- Düse *b* Maxima bei 1300, 2300 und 3800 Hertz. Viele kleine Maxima und Minima bis oberhalb 11000 Hertz;
- Düse *c* Maxima bei 1100, 2600 und 9000 Hertz;
- Düse *d* Maximum bei 2200 Hertz. Empfindlichkeit zwischen 0 und 8000 Hertz ohne Lücke.

Die elektrische Erregungsmethode hat den grossen Vorteil vor der akustischen, dass sie von Resonanzstellen von Lautsprechern und bei richtiger Handhabung auch von den Effekten stehender Wellen im Raume gänzlich frei ist. Dieser Umstand macht sie zur Untersuchung der Flammenvorgänge besonders geeignet. Die elektrische Erregung kommt so zustande, dass die positiven Salz-Ionen in der Flamme von der geladenen Düse eingefangen oder abgestossen werden. Berechnet man approximativ die Geschwindigkeiten, mit denen dies am Düsenrande stattfinden muss, so kommt man im vorliegenden Falle zu folgenden Werten:

Frequenzen	10	50	100	200	500	2000	10000 Hz.
Ionengeschwindigkeiten	0,02	0,1	0,2	0,4	1,0	4,0	20 m/sek.

Die axialen Gasstrahlgeschwindigkeiten aber liegen zwischen 20 und 48 m/sek. So ist leicht ersichtlich, dass im Gradienten zwischen axialem Strahl und Flammenrand, wo die Gasgeschwin-

digkeit sehr klein wird, immer Geschwindigkeiten enthalten sind, die in derselben Größenordnung liegen wie diejenigen, mit denen die elektrische Erregung den Gasstrom steuert.

Literaturverzeichnis.

- 1) HANS ZICKENDRAHT, Über schallempfindliche Flammen: Erste Mitteilung (I) *Helv. Phys. Acta* V, 317 (1932); zweite Mitteilung (II) *Helv. Phys. Acta* VII, 653 (1934). HANS ZICKENDRAHT, Über eine neue hydrodynamische Theorie der schallempfindlichen Flammen, *Helv. Phys. Acta* VII, 468 (1934); Die schallempfindliche Flamme als Gleichrichter, *Helv. Phys. Acta* VII, 653 (1934). VIKTOR HARDUNG, Zum hydrodynamischen Mechanismus schallempfindlicher Flammen, *Helv. Phys. Acta*, VII, 655 (1934). VIKTOR HARDUNG, Zum hydrodynamischen Mechanismus schallempfindlicher Flammen, *Helv. Phys. Acta* VII, 804 (1934).
- 2) G. BURNISTON BROWN, On Vortex Motion in gaseous Jets and the Origin of their Sensitivity to Sound, *Proc. Phys. Soc.*, Vol. 47, 703 (1935).
- 3) L. ROSENHEAD, The Formation of Vortices from a Surface of Discontinuity, *Proc. Roy. Soc.*, Vol. 134, 170 (1932).
- 4) PRANDTL-TIETJENS, Hydro- und Aeromechanik, Bd. I (Berlin 1929), 199ff. BJERKNES, Physikalische Hydrodynamik, Berlin 1933, Seite 396ff.
- 5) P. E. SCHILLER, Die empfindliche Flamme als Analysator. Die Naturwissenschaften 18, 352 (1930); Untersuchungen an der freien schallempfindlichen Flamme, *Akustische Zeitschrift* III, 36 (1938).

Basel, Physikalische Anstalt der Universität,
Abteilung für angewandte Physik.