

DK 662.612.3:536.46:662.951.2:662.941.2:662.925.2

## Impuls und Flammenlänge.

Von SERGEI TRAUSTEL, Berlin-Charlottenburg.

Mitteilung der Abteilung Forschung und Entwicklung der Keramischen Industrie-Bedarfs-Kom.-Ges., Berlin.

(Eingegangen am 28. Mai 1956.)

Die Länge technischer Flammen an Gas- und Ölbrennern wird neuerdings in Abhängigkeit vom Quotienten „Brennstoff-Massenfluß geteilt durch die Quadratwurzel aus dem Strahlimpuls“ beschrieben. Diese Darstellung ergibt für die einzelnen Brenngemische verschiedene Linien. Es ist indes anzunehmen, daß man zu einer leichter verständlichen und universaleren Darstellung gelangt, wenn man die Flammenlänge in Zusammenhang mit dem geläufigeren Verbrennungsluftbedarf des Brenngemisches bringt.

### 1. Die Impulskenngröße.

Nach den umfangreichen und gründlichen Arbeiten der Ijmuidener Forschungsgemeinschaft [1] und der British Iron and Steel Research Association (BISRA) beginnt man auch im deutschen Schrifttum [2], die Länge der (turbulenten Diffusions-)Flamme an einem Gas- oder Ölbrenner als Funktion des Verhältnisses des Brennstoff-Massenflusses zur Quadratwurzel aus dem Impulsfluß des Brenngemisches (Strahlimpuls) zu beschreiben. Dem liegt folgender Gedankengang zugrunde:

Wenn es sich um Flammen handelt, in denen der Fortschritt der Verbrennung durch den Vorgang der Vermischung des Brennstoffs mit der Verbrennungsluft bestimmt wird, dann ist die Flamme um so länger, je größer die aus dem Brenner je Zeiteinheit ausströmende Brennstoffmasse  $M_F$  [kg<sub>m</sub>/sec] (der Massenfluß des Brennstoffs) ist. Andererseits ist die Flamme um so kürzer, je mehr Luft sie aus der Umgebung in sich aufnimmt. Von turbulenten Freistrahlen ist bekannt, daß die von diesen mitgerissene Luftmenge proportional der Quadratwurzel aus dem Strahlimpuls  $I$  [mkg<sub>m</sub>/sec<sup>2</sup>] ist. Der Impuls  $I$  ist gleich dem gesamten Massenfluß  $M_0$  aus dem Brenner [kg<sub>m</sub>/sec] multipliziert mit der Ausströmgeschwindigkeit  $w_0$  [m/sec] am Brennermundstück. So entsteht die für die Flammenlänge entscheidende Kenngröße

$$N = \frac{M_F}{\sqrt{I}} = \frac{M_F}{\sqrt{M_0 w_0}} \quad [(\text{kg}_m/\text{m})^{1/2}]. \quad (1)$$

Diese Kenngröße macht auf den ersten Blick den Eindruck, sie sei ein Zustandswert und kennzeichne die Dynamik des Ausströmvorganges an einem Brenner. Eine nähere Betrachtung zeigt jedoch einen anderen Charakter.

Die Massenflüsse  $M_F$  des Brennstoffes und  $M_0$  der Gesamtströmung lassen sich auf folgende Elemente zurückführen:

$D$  = Durchmesser der Brenner-Austrittsöffnung [m].

$F$  = Austrittsquerschnitt des Brenners =  $\pi D^2/4$  [m<sup>2</sup>].

$w_0$  = Ausströmgeschwindigkeit des Brenngemisches [m/sec], über den ganzen Querschnitt  $F$  gleich angenommen.

$v_F$  = Volumenanteil des gasförmigen oder zerstäubten flüssigen Brennstoffes im ausströmenden Brenngemisch [m<sup>3</sup>/m<sup>3</sup>].

$\rho_0, \rho_F, \rho_Z$  = Massendichte des Brenngemisches, des Brennstoffes, bzw. des „Zusatz-Mittels“, d. i. meist Luft oder Wasserdampf, dessen Mischung mit dem Brennstoff das Brenngemisch bildet, [kg<sub>m</sub>/m<sup>3</sup>].

Der Zusammenhang zwischen den einzelnen Massendichten ist:

$$\rho_0 = v_F \rho_F + (1 - v_F) \rho_Z = v_F (\rho_F - \rho_Z) + \rho_Z. \quad (2)$$

Mit den obigen Bezeichnungen hängt der Massenfluß des Brennstoffes folgendermaßen von den elementaren Größen ab:

$$M_F = v_F \rho_F F w_0, \quad (3)$$

und der Massenfluß des Brenngemisches:

$$M_0 = \rho_0 F w_0. \quad (4)$$

Führt man die Gleichungen (3) und (4) in die Gl. (1) ein, dann ergibt sich folgende Beschreibung der Kenngröße  $N$ :

$$N = v_F \rho_F \sqrt{\frac{F}{\rho_0}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{v_F \rho_F D}{\sqrt{\rho_0}} \quad (5)$$

oder mit  $\rho_0$  nach Gl. (2):

$$N = \sqrt{\frac{F v_F \rho_F}{1 + \left(\frac{1}{v_F} - 1\right) \frac{\rho_Z}{\rho_F}}}. \quad (6)$$

Dieses Ergebnis ist bemerkenswert: Die Kenngröße  $N = M_F/\sqrt{M_0 w_0}$  erweckt nur den Anschein, ein Zustandswert zu sein. Man erkennt dagegen aus Gl. (5) oder (6), daß sie in Wirklichkeit vom Austrittsquerschnitt  $F$  des Brenners abhängt, also geometrischen Charakter hat, im übrigen aber ein reiner Stoffwert ist, der von der Zusammensetzung des Brenngemisches und von den Massendichten (den spezifischen Gewichten, geteilt durch die Erdbeschleunigung) der Komponenten des Brenngemisches abhängt — nicht aber von der Ausströmgeschwindigkeit und damit auch nicht vom Strahlimpuls.

Ist die Flammenlänge eine Funktion der Kenngröße  $N$ , dann hängt auch sie nur von der Größe des Brenneraustrittsquerschnittes und von der Zusammensetzung des ausströmenden Brenngemisches ab, von der Ausströmgeschwindigkeit ist sie dagegen (bei turbulenten Flammen) unabhängig. Folglich kann man bei der Darstellung dieser Zusammenhänge auch ohne die in Gl. (1) eingeführten Begriffe „Massenfluß“ und „Impulsfluß“ auskommen. Das soll hier versucht und eine theoretische Berechnung der Flammenlänge so ange stellt werden, daß man Kenngrößen erhält, deren Bestandteile dem Brennstofftechniker in der Praxis geläufiger sind.

### 2. Der Freistrahler.

SCHLICHTING [3] hat die Geschwindigkeitsverhältnisse in runden Freistrahlen, die aus einer kleiner Öff-

nung in einer Wand in eine unendliche Umgebung austreten, theoretisch untersucht. Seine Berechnungen gehen von den NAVIER-STOKESSchen Bewegungsgleichungen aus und führen [4] zu den folgenden Zusammenhängen:

$$y = \frac{x}{AD} - \frac{2}{3}, \quad (7)$$

$$w = \frac{w_0}{1 + \frac{\rho_L}{\rho_0} y}. \quad (8)$$

Hier ist, abgesehen von den Größen, deren Bedeutung bereits oben erläutert wurde:

$w$  = die Strömungsgeschwindigkeit [m/sec] im mittleren Stromfaden des Strahles in der Entfernung  $x$  von der Strahlwurzel, an der im Querschnitt  $F$  die Geschwindigkeit  $w_0$  herrscht.

$\rho_0, \rho_L$  = die Massendichte des ausströmenden Stoffes bzw. der Umgebungsluft [ $\text{kg}_m/\text{m}^3$ ]. Die Ableitung von SCHLICHTING gilt für den Fall  $\rho_0 = \rho_L$ . Es sei angenommen, daß die Gl. (7) und (8), wenigstens annähernd, auch bei  $\rho_0 \neq \rho_L$  gelten.

$y$  = das Luftvolumen, das je Volumeneinheit der ursprünglichen Strahlsubstanz an der Stelle  $x$  in die Mischung im mittleren Stromfaden eingedrungen ist, [ $\text{m}^3/\text{m}^3$ ].

Man sieht aus Gl. (7) und (8): je größer die Entfernung  $x$  vom Austritt des Strahles, desto größer der Anteil  $y$  der zum Strahl zugemischten Luft und desto kleiner die Strömungsgeschwindigkeit  $w$ .

Die dimensionslose Größe  $A$  in Gl. (7) ist bei laminaren Strahlen

$$A = \frac{3}{32} \cdot \frac{w_0 D}{\nu} \quad (9)$$

mit der kinematischen Zähigkeit  $\nu$  [ $\text{m}^2/\text{sec}$ ]. Bei turbulenten Strahlen ist

$$A = 9,62. \quad (10)$$

Dieser Unterschied hat folgende Gründe: Die Strömungsgeschwindigkeit  $w_0$  [m/sec] ist ein Maß dafür, wie schnell die Substanz des Strahls vorwärts getragen wird. Die „Geschwindigkeit“  $\nu/D$  [m/sec] dagegen ist ein (etwas entstelltes) Maß dafür, wie schnell in den Strahl quer zu seiner Bewegungsrichtung Substanz aus der Umgebung eindringt. Je größer  $w_0$  im Verhältnis zu  $\nu/D$  ist — dieses Verhältnis ist die REYNOLDSsche Kennzahl  $w_0 D/\nu = Re$  —, eine desto größere Strecke legt der Strahl zurück, bevor er sich in einem bestimmten Verhältnis mit der Umgebung vermischt.

Dies gilt für laminare Strahlen, bei denen die Ausgleichsvorgänge von der thermischen Wimmelpbewegung der Moleküle herrühren. Bei turbulenten Strahlen tritt im Mechanismus der Ausgleichsvorgänge an die Stelle der thermischen Bewegung einzelner Moleküle die im Sinne des Transports viel leistungsfähigere Schwankungsbewegung makroskopischer Stoffballen, und an die Stelle der vom Bewegungszustand unabhängigen kinematischen Zähigkeit  $\nu$  tritt die vom Bewegungszustand abhängige turbulente Scheinzähigkeit  $\varepsilon$ . Diese ist nach SCHLICHTING [3] bei runden Frei-

strahlen proportional der Quadratwurzel aus dem „kinematischen Impuls“, wofür man auch

$$\varepsilon = 0,0097 w_0 D \quad (11)$$

schreiben kann. Bei turbulenten Strahlen ist also die (quergerichtete) „Eindringgeschwindigkeit“  $\varepsilon/D$  [m/sec] proportional der „Längsgeschwindigkeit“  $w_0$  [m/sec]. Das Mitreißen der Umgebungsluft steigert sich mit stärker werdendem Strahlaustritt, und das Ergebnis ist, daß gleiche Vermischungsverhältnisse sich stets in der gleichen relativen Entfernung  $x/D$  von der Mündung einstellen — unabhängig von der Ausströmungsgeschwindigkeit.

Mit  $\varepsilon$  nach Gl. (11) statt  $\nu$  verwandelt sich Gl. (9) in Gl. (10).

### 3. Die Flammenlänge.

Das aus dem Brenner ausströmende Brenngemisch besteht zum Volumenanteil  $v_F$  aus (gasförmigem oder zerstäubtem flüssigem), Brennstoff, zum Anteil  $v_L$  aus Luft und zum Anteil  $v_D$  aus Wasserdampf, so daß, bezogen auf die Einheit des Brenngemisches,  $v_F + v_L + v_D = 1$  ist.

Der theoretische Verbrennungsluftbedarf des Brennstoffes ist  $B_F$  [ $\text{Nm}^3$  Luft/ $\text{Nm}^3$  Brennstoff], also gleich  $v_F B_F$  [ $\text{Nm}^3$  Luft/ $\text{Nm}^3$  Brenngemisch]. Im Brenngemisch selbst ist bereits das Luftvolumen  $v_L$  [ $\text{Nm}^3$  Luft/ $\text{Nm}^3$  Brenngemisch] enthalten. Der Rest

$$B = v_F B_F - v_L \text{ [Nm}^3 \text{ Luft/Nm}^3 \text{ Brenngemisch]} \quad (12)$$

ist der Verbrennungsluftbedarf des aus der Düse austretenden Brenngemisches, der von außen her befriedigt werden muß.

Die Flamme (soweit sie vom Vermischungsvorgang beherrscht wird) ist dort zu Ende, wo in die Mischung im mittleren Stromfaden (weiter außen geht es schneller) gerade soviel Luft von außen eingedrungen ist, wie zur Verbrennung benötigt wird. Mit anderen Worten: Die in Gl. (7) auftretende Entfernung  $x$  ist dort gleich der Flammenlänge  $L$ , wo das Luftzumischungsverhältnis  $y$  gleich dem Verbrennungsluftbedarf  $B$  ist. Damit wird aus Gl. (7):

$$\frac{L}{D} = A \left( B + \frac{2}{3} \right). \quad (13)$$

Dies ist eine einfache und durchsichtige Aussage. Sie lautet:

1. Die Flammenlänge  $L$  ist direkt proportional dem Durchmesser  $D$  der Brenneraustrittsöffnung. Ist die Bohrung groß, dann ist die Flamme lang; ist sie klein, dann ist sie kurz (soweit  $A$  und  $B$  konstant bleiben).

2. Die „relative Flammenlänge“  $L/D$  nimmt mit dem Verbrennungsluftbedarf  $B$  des ausströmenden Brenngemisches linear zu. Ist das Gemisch „fett“ ( $B$  groß), dann ist die Flamme lang; ist es „mager“, dann ist sie kurz.

3. Bei laminaren Flammen mit  $A$  nach Gl. (9) ist die relative Flammenlänge  $L/D$  aus bereits erörterten Gründen außerdem dem Austrittsdurchmesser  $D$  und der Ausströmungsgeschwindigkeit  $w_0$  direkt proportional. Bei turbulenten Flammen fällt diese Abhängigkeit fort. Industrielle Flammen sind meist turbulent.

Es handelt sich in Gl. (13) um die „kalte“ Flammenlänge. Die Wärmeausdehnung der Feuergase bei der

Verbrennung wurde bei der Ableitung der Gl. (13) nicht berücksichtigt. Bei „heißen“ Flammen sind also die Faktoren in den Gl. (9) und (10) von 3/32 bzw. 9,62 verschieden und müssen empirisch ermittelt werden.

#### 4. Beschreibung in der Impuls-Ausdrucksweise.

Man kann die Aussage der Gl. (13) auch anders fassen: Beschreibt man dort den Durchmesser  $D$  der Brenner-Austrittsöffnung mit Hilfe der Gl. (5), dann erhält man folgenden Zusammenhang zwischen der Flammenlänge  $L$  und der eingangs besprochenen Kenngröße  $N$  aus Gl. (1), (5) oder (6):

$$\frac{L}{N} = \frac{1,13 A \left( B + \frac{2}{3} \right) \sqrt{\varrho_0}}{v_F \varrho_F} \quad (14)$$

Der Aussageinhalt dieser Gleichung ist mit dem der Gl. (13) identisch. Nur die „Sprachen“ sind verschieden.

Man erkennt aus Gl. (14), daß die Flammenlänge  $L$  der Kenngröße  $N$  direkt proportional ist. Der Proportionalitätsfaktor ist der Gesamtausdruck auf der rechten Seite der Gl. (14). Er ist allerdings kein „echter“, von den Variablen unabhängiger, in jedem Einzelfall konstanter Parameter; denn sowohl er als auch die variable Kenngröße  $N$  [siehe Gl. (5)] enthalten Faktoren, die von der Beschaffenheit des Brenngemisches abhängen.

Gl. (14) ist für den Fall zugeschnitten, daß die Beschaffenheit des Brenngemisches sich nicht ändert und die Veränderungen der Kenngröße  $N$  [siehe Gl. (5)] nur von Veränderungen des Mündungsdurchmessers  $D$  herühren. Dann ist die rechte Seite der Gl. (14) bei turbulenten Flammen ( $A = \text{const}$ ) konstant, und die Flammenlänge  $L$  hängt linear von der Kenngröße  $N$  ab.

Bleibt aber der Mündungsdurchmesser  $D$  konstant, während sich die Beschaffenheit des Brenngemisches ändert, dann ergibt sich kein linearer, sondern ein erheblich komplizierterer Zusammenhang zwischen der Flammenlänge  $L$  und der Kenngröße  $N$ . Das folgt aus Gl. (14) mit einer veränderlichen rechten Seite. Man kann aber auch eine eigens hierfür zugeschnittene Formel ableiten, indem man in Gl. (13) den Verbrennungsluftbedarf  $B$  des Brenngemisches mit Hilfe der Gl. (12) und darin den Volumenanteil  $v_F$  des Brennstoffes und  $v_L = 1 - (v_F + v_D)$  der Luft mit Hilfe der (quadratischen) Gl. (6) beschreibt.

#### 5. Vergleich der Darstellungen.

Die Berechnung der Länge von Diffusionsflammen beruht auf der Aerodynamik der Freistrahlen. Daraus

ergibt sich Gl. (13). Die Einführung der Kenngröße  $N = M_F / \sqrt{M_0} \sqrt{w_0}$  bedeutet keine Verbesserung dieser Berechnung im Sinne einer Einführung etwaiger tieferer Erkenntnisse, sondern lediglich eine äußerliche Umformung des mathematischen Ausdrucks ohne Änderung des Aussage-Inhalts: Gl. (14) entsteht aus Gl. (13), indem man diese auf beiden Seiten mit dem zusammengesetzten Stoffwert  $D/N = 1,13 \sqrt{\varrho_0} / v_F \varrho_F$  [siehe Gl. (5)] multipliziert.

Wertet man Versuche aus, indem man die gemessene Flammenlänge  $L$  in Abhängigkeit von der Kenngröße  $N$  graphisch darstellt, dann ist nach Gl. (14) bei turbulenten Gas- und Ölflammen ( $A = \text{const}$ ) eine Schar von Geraden mit dem Parameter  $(B + 2/3) \sqrt{\varrho_0} / v_F \varrho_F$  zu erwarten (um welche die einzelnen Meßpunkte, wegen der Ungenauigkeit sowohl der Messungen als auch der theoretischen Ableitung der Gl. (14), streuen). Tatsächliche Messungen [2] bestätigen diese Erwartung.

Das gleiche erreicht man mit einfacheren Mitteln, wenn man die gemessene Flammenlänge  $L$  in Abhängigkeit vom Mündungsdurchmesser  $D$  des Brenners darstellt. Das führt nach Gl. (13) analog zu einer Schar von Geraden, deren Parameter der Verbrennungsluftbedarf  $B$  ist. Die Vorteile dieser Darstellung sind: Es entfällt die Notwendigkeit des Umganges mit der begrifflich schwierigen Kenngröße  $N = M_F / \sqrt{M_0} \sqrt{w_0} [(kg_m/m)^{1/2}]$ , die nur so aussieht, als sei sie ein dynamischer Zustandswert, in Wirklichkeit jedoch nur eine Kopplung des Mündungsdurchmessers mit einem zusammengesetzten Stoffwert des Brenngemisches bedeutet. Die Kenntnis oder Berechnung der Massendichten  $\varrho_F$  des Brennstoffes und  $\varrho_0$  des Brenngemisches, die eine zusätzliche Fehlerquelle und Streuungsursache ist, wird ebenfalls entbehrlich.

Aus der Ähnlichkeitslehre ist bekannt, daß die Anzahl der als Variablen auftretenden Größen verringert und die Übersichtlichkeit der Ergebniszusammenfassung verbessert werden kann, wenn man die Größen so gruppiert, daß sie dimensionslose Ausdrücke bilden. Stellt man dementsprechend bei der Auswertung von Versuchen die dimensionslose „relative Flammenlänge“  $L/D$  in Abhängigkeit vom ebenso dimensionslosen Verbrennungsluftbedarf  $B$  des Brenngemisches dar, dann führt das nach Gl. (13) (selbstverständlich wieder mit Streuung) zu einer einzigen Geraden. Diese Darstellung würde es erst ermöglichen, an Hand der Abweichungen der Meßergebnisse von der einen Geraden nach den Einflüssen anderer, bei der Ableitung der Gl. (13) nicht berücksichtigter Faktoren empirisch zu forschen. Solch eine Auswertung der bisher im Zusammenhang mit der Kenngröße  $N$  mitgeteilten Versuchsergebnisse wäre sehr begrüßenswert.

#### 6. Schrifttum.

- [1] Flame radiation research joint committee. [Leitung: M. W. THRING, Sheffield.] Siehe folgende Berichte: O. Verf.: Flame radiation research, I. J. Inst. Fuel **24** (1951/52) Nov. (Suppl.) S. 1–16. — DAWES, L. F. und HERNE: Flame radiation research joint committee: Further reports of 1949 trials at Ijmuiden. J. Inst. Fuel **24** (1951/52) Nr. 141, Suppl. S. 17–36. [Ref. Glastechn. Ber. **26** (1953) S. 407.] — THRING, M. W.: Flame radiation research joint committee: Reports of burner trials at Ijmuiden. J. Inst. Fuel **26** (1953) Nr. 153, S. 189–224. — O. Verf., ferner: THRING, M. W., RIVIÈRE, M.: The radiation from turbulent jet diffusion flames of liquid fuel/coke-oven gas mixtures. J. Inst. Fuel **29** (1956) Nr. 180, S. 23–44.
- [2] HANSEN, M.: Strömungsverhältnisse bei Öl- und Gasbrennern für Stahlschmelzöfen. Stahl u. Eisen **76** (1956) H. 9, S. 565–566.
- [3] SCHLICHTING, H.: Grenzschicht-Theorie. Karlsruhe: Braun 1951. 483 S. 8°.
- [4] TRAUSTEL, S.: Die Flamme. Bergbauwiss. **3** (1956) H. 9, S. 251–253. (28 305)