

## INTERFEROMETRISCHE MESSUNGEN AN EINER EBENEN LAMINAREN FLAMME

F. SCHULTZ-GRUNOW und G. WORTBERG

Institut für Mechanik der Technischen Hochschule, Aachen

(Received 9 September 1960)

**Zusammenfassung**—Es wird gezeigt, dass die interferometrische Temperaturmessung an ebenen Flammen in der Auswertung besonders einfach ist. Sie erweist sich auch als besonders genau, da der Fehler, der durch die Ablenkung der Lichtstrahlen im Temperaturfeld der Flamme entsteht, sich als von höherer Ordnung klein erweist, und weil an den am meisten interessierenden Stellen, wo der Temperaturgradient gross ist, die Messpunkte am dichtesten liegen. Über eine Flammendicke von 4 mm konnten 60 Messpunkte erhalten werden.

Aus dem Temperaturverlauf wurden die einzelnen Energieflüsse ermittelt. Während in theoretischen Arbeiten meistens bei 80 Prozent des Temperaturanstieges eine Zündtemperatur angenommen wird, zeigte es sich hier, dass die entsprechende Temperatur bereits mitten im Reaktionsgebiet liegt. Die chemische Reaktion ist dort bereits zu 40 Prozent abgeschlossen, und die Reaktionsgeschwindigkeit hat ihr Maximum. Die sog. „Excess enthalpy“ wurde festgestellt.

**Аннотация**—В статье обсуждаются вопросы теплообмена двухфазного потока при ламинарной плёночной конденсации, которая возникает при вынужденном движении пара. Учитывается напряжение трения на поверхности раздела жидкости и пара, которые прежде не принимались во внимание. Показано, что эта задача может быть сведена к точному решению пограничного слоя. Исходя из числовых решений основных уравнений найдено, что влияния межповерхностных сил трения на теплообмен незначительны для чисел Прандтля порядка десяти или больше, ничтожно мало для чисел Прандтля порядка единицы. Для ряда жидких металлов найдено, что межповерхностные силы трения вызывают существенное уменьшение теплообмена.

**Abstract**—The interferometric temperature measurement in flat flames shows itself to be a very simple and exact method for determining temperature profiles. The error caused by the deflection of the light beams is of negligible order. Through a flame front of approximate 4 mm thickness sixty measuring points could be obtained. The density of the measuring points was highest where the temperature gradient is large.

From the temperature profile the energy fluxes were calculated. Whereas in theoretical treatises an ignition temperature is often assumed at 80 per cent of the total increase in temperature, in the measurements set out here, it is seen that the corresponding temperature is already located in the middle of the reaction zone. There the chemical reaction is 40 per cent completed and the heat release rate has its maximum. The “excess enthalpy” was determined.

**Résumé**—La mesure de température, par interférométrie, dans les flammes planes s'est révélée être une méthode exacte et très simple de détermination des profils de température. L'erreur causée par la déviation des faisceaux lumineux est négligeable. On a pu faire soixante points de mesure dans un front de flamme de 4 mm d'épaisseur environ. La densité des points de mesure était la plus élevée où l'inclinaison de la température est grande.

On a calculé les flux d'énergie à partir du profil de température. Alors que dans les études théoriques on suppose la température d'allumage à 80 % de l'accroissement total de température, dans les mesures exposées ici, on voit que la température correspondante se trouve déjà au milieu de la zone de réaction. Là, la réaction chimique est complète à 40 % et le taux de chaleur dissipée est maximum. L'excès d'enthalpie a été déterminé.

## VERZEICHNIS DER BENUTZTEN SYMBOLE

- $x$  = Horizontalkoordinate (cm) (S. Abb. 3);  
 $z$  = Vertikalkoordinate (cm) (S. Abb. 3);  
 $y$  = vertikaler Abstand von der Brennermündung (cm);  
 $D$  = Flammendurchmesser (cm);  
 $T$  = absolute Temperatur ( $^{\circ}\text{K}$ );  
 $T_{\text{ad}}$  = adiabate Flammenendtemperatur ( $^{\circ}\text{K}$ );  
 $M$  = Massenfluss ( $\text{g cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ );  
 $\rho$  = Dichte ( $\text{g cm}^{-3}$ );  
 $v$  = Geschwindigkeit ( $\text{cm sec}^{-1}$ );  
 $Q$  = Reaktionswärme pro Masseneinheit des Frischgasgemisches ( $\text{cal g}^{-1}$ );  
 $\lambda$  = Wellenlänge des zur Messung benutzten Lichtes ( $\mu$ );  
 $\lambda$  = Wärmeleitfähigkeit ( $\text{cal cm}^{-1} \text{sec}^{-1} \text{grad}^{-1}$ );  
 $c_p$  = spezifische Wärme bei konst. Druck ( $\text{cal g}^{-1} \text{grad}^{-1}$ );  
 $R$  = Energiefluss durch Strahlung ( $\text{cal cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ );  
 $n$  = Brechungsindex;  
 $\bar{n}$  = Brechungsindex ausserhalb der Flamme;  
 $a = \frac{dn}{dz}$  ( $\text{cm}^{-1}$ );  
 $L$  = Lichtweg (cm);  
 $\epsilon$  = Reaktionslaufzahl;  
 $h$  = Streifenverschiebung;

Die Indizes haben folgende Bedeutung:

- $0$  = Ort, an dem  $y = 0$  oder  $z = 0$ ;  
 $g$  = gemessener Wert;  
 $s$  = seitliche Umgebung der Flamme;  
 $F$  = Ort, an dem die Flammenendtemperatur erreicht wird.

Die laminare Flamme ist sowohl für den Verbrennungsablauf als auch für die Reaktionskinetik von grundlegender Bedeutung. Ihre Theorie ist so weit entwickelt, dass die Temperaturabhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeitskonstanten, der Reaktionsablauf und die Diffusion in Abhängigkeit von der jeweiligen Konzentration für die Berechnung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit berücksichtigt werden können. Man nimmt dabei eine ebene Flamme in unendlich ausgedehntem, ruhendem Gemisch an. Dann sind die Zustände in der

Flamme nur senkrecht zu ihrer Ebene veränderlich. Da nur kleine Geschwindigkeitsänderungen auftreten, können Zähigkeitskräfte und Änderungen der kinetischen Energie unberücksichtigt bleiben. Der Impulssatz liefert dann einen über die Flamme konstanten Druck. Für die Anwendung der Theorie bestehen aber einige Einschränkungen. Die Diffusion kann mangels genauerer kinetischer Grundlagen nur näherungsweise berücksichtigt werden. Jedoch ist bei armen Gemischen die Diffusion von untergeordneter Bedeutung. Aber auch für eine rein thermische Theorie sind die Kenntnisse über den Reaktionsablauf schon bei unimolekularen Reaktionen ungenügend. Hinzu kommt noch eine theoretische Schwierigkeit, die in dem halbempirischen Ausdruck von Arrhenius für die Temperaturabhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeitskonstanten

$$k = B \exp(-A/T)$$

( $T$ , absolute Temperatur;  $B, A$ , Konstante) begründet liegt. Hiernach besteht erst bei  $T = 0$  keine Reaktion mehr, während weit vor der Flamme, wo jedenfalls  $T \neq 0$ , sicher keine Reaktion besteht. Das macht die künstliche Einführung des Reaktionsbeginns in Form eines mathematischen Flammenhalters oder einer Zündtemperatur notwendig.

Wegen dieser verschiedenen noch offenen Fragen kommt Experimenten eine grosse Bedeutung zu. Neben der Fortpflanzungsgeschwindigkeit interessiert die Energieumsetzung in der Flamme. Es ist heute möglich, nach den Vorschlägen von Powling [1] und Egerton und Thabet [2] eine ebene Flamme zu erzeugen, die neben der Übereinstimmung mit der Voraussetzung der Theorie die Anwendung optischer Methoden zulässt, wenn sich bei der Reaktion die Molzahl nicht ändert. Diese Methoden haben den Vorteil, dass sie die Ausmessung von Flammenzonen normaler Dicke bei Atmosphärendruck ermöglichen. So wurde von Burgoyne und Weinberg [3] aus der Lichtablenkung das Gradientenfeld des Brechungsindex ermittelt, daraus durch Integration der Verlauf des Brechungsindex in der Flamme erhalten und hieraus die Temperatur berechnet. Der Umstand, dass der Lichtstrahl durch seine Ablenkung nicht parallel zur Flammenebene verläuft und

daher Gebiete mit verschiedenem Brechungsindex durchläuft, macht aber eine zeitraubende Korrektur notwendig. Die Flamme war von einem zylindrischen Gehäuse aus Glimmer umgeben, das neben einer sicher nicht ganz einwandfreien optischen Qualität den Nachteil einer zusätzlichen Lichtablenkung für den exzentrisch hindurchtretenden Vergleichsstrahl mit sich bringt, mit dem das Temperaturfeld in dem Ringquerschnitt zwischen Flamme und Gehäuse in der Flammenebene berücksichtigt wird. Die Lichtablenkung selbst wurde dagegen unter der Annahme ermittelt, dass die Temperatur in Gehäusequerschnitten weit unter- und oberhalb der Flamme konstant ist.

Der Umweg über den Gradienten des Brechungsindex lässt sich vermeiden, wenn man mittels eines Mach-Zehnder Interferometers den Brechungsindex unmittelbar misst. Der Messfehler verursacht dadurch, dass die Lichtstrahlen infolge ihrer Ablenkung Gebiete verschiedenen Brechungsindex durchlaufen, erweist sich hier als von höherer Ordnung klein. Die Annahme der Temperaturkonstanz in Parallelebenen weit unter- und oberhalb der Flamme entfällt, da auf die dort herrschenden Temperaturen nicht bezogen zu werden braucht. Nachdem durch Biedler und Hölscher [4] bekannt ist, dass in der Flamme das Temperaturfeld eindimensional ist, konnten ebene Fenster in das Gehäuse eingebaut werden, was die Verwendung schlierenfreier Gläser zuließ.

Nach diesen Vorbemerkungen sei zunächst die Versuchseinrichtung beschrieben.

### DIE FLACHE FLAMME

Das Brennstoff- Luftgemisch tritt von unten in ein vertikales Rohr von etwa 30 cm Länge und 6 cm Durchmesser ein. Etwa 6 cm unterhalb der Rohrmündung ist ein Sieb eingebaut, auf dem eine 4 cm hohe Schicht Glasperlen von 4 mm Durchmesser ruht. Oberhalb der Glasperlenschicht befindet sich eine „Matrix“, die aus etwa 4000 Nickelröhrchen mit einem Querschnitt von  $0,5 \text{ mm}^2$  besteht. Umgibt man die Brennermündung mit einem Gehäuse von den in der Abb. 1 angegebenen ungefähren Abmessungen, das oben durch ein Drahtsieb abgedeckt ist, so ergibt sich wegen des homogenen Geschwindigkeitsfeldes eine ebene Flamme, die sich in dem

leicht divergierenden Strahl dort einstellt, wo ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit gleich der Gasgeschwindigkeit ist. Am Rand ist die Flamme wegen Sekunderströmungen\* leicht aufgebogen. Abb. 2 zeigt ein Lichtbild der flachen Flamme.

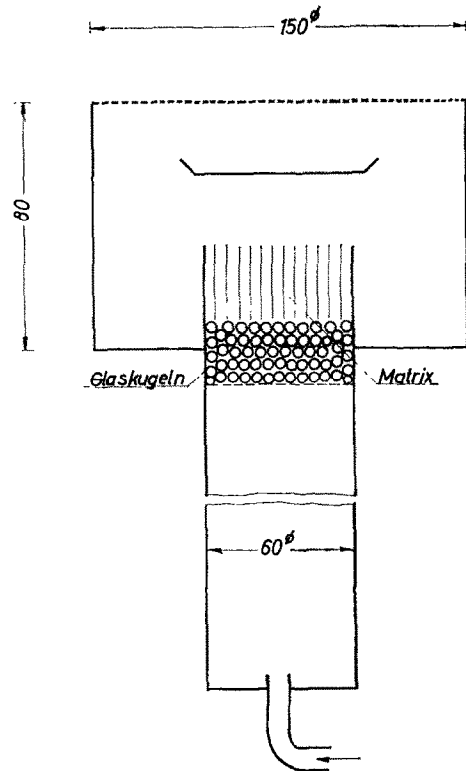


Abb. 1. Brenner nach Powling [1] und Egerton and Thabet [2]. (Masse in mm.)

Mit diesem Brenner lassen sich besonders magere Gemische untersuchen infolge der Vorwärmung des Gases durch die Matrix, die ihrerseits von der Flamme durch Strahlung erwärmt wird, und Flammen mit kleiner Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Beide Eigenschaften sind für die vorliegende Untersuchung von Vorteil, einmal um den Diffusionseinfluss möglichst auszuschalten und um möglichst dicke Flammenzonen bei atmosphärischem Druck zu erhalten.

\* S. bei Levy und Weinberg [5].

### DER EINFLUSS DER LICHTABLENKUNG IN DER FLAMME

Die Ablenkung des zur interferometrischen Messung benötigten streifend einfallenden Lichtstrahles im variablen Dichtefeld der Flamme könnte eine mögliche Fehlerquelle sein. Um dies zu untersuchen, sei Abb. 3 betrachtet, die einen vertikalen Schnitt durch die Flammenmitte und die Objektivlinse  $O$  darstellt. Der Gradient des Brechungsindex  $n$  ist vertikal gerichtet. In

Daraus folgt, dass sich auch bei Anwesenheit der Flamme die homologen Strahlen im ursprünglichen Punkt  $P'$  virtuell schneiden und daher die durch das homologe Strahlenpaar erzeugte Interferenzerscheinung mit und ohne Flamme an der gleichen Stelle auf dem Schirm scharf erscheint.

Jetzt soll noch der durch die Flamme hervorgerufene zusätzliche Gangunterschied, der sich in  $P$  reell schneidenden homologen Strahlen berech-

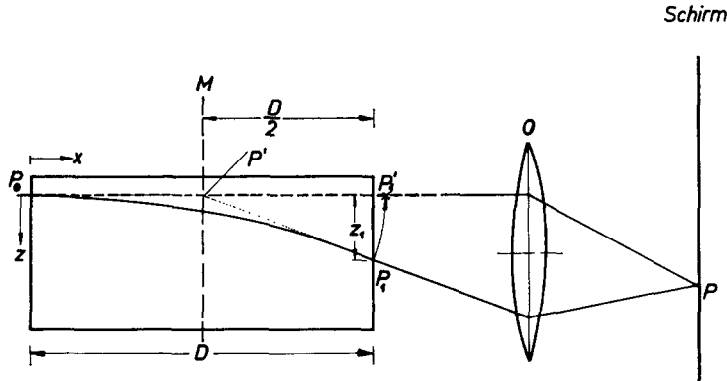


Abb. 3. Zur Ablenkung der Lichtstrahlen im Dichtefeld der Flamme.

der Höhe des Strahleintritts bei  $P_0$  sei der Brechungsindex  $n_0$ ,  $z$  sei die Vertikalkoordinate des Strahls. Die Ebene  $M$  sei die Interferenzebene, wenn die Flamme sich nicht im Strahlengang befindet. Betrachtet werden soll das homologe Strahlenpaar, das sich dann in  $P'$  schneidet. Die Linse  $O$  sei auf die Ebene  $M$  scharf eingestellt. Sie bildet den Punkt  $P'$  in  $P$  ab. Bei Anwesenheit der Flamme wird aber der bei  $P_0$  eintretende Strahl in  $z$ -Richtung abgelenkt. Dies lässt sich näherungsweise beschreiben durch

$$z'' = |\text{grad } n| = a. \quad (1)$$

Der Gradient des Brechungsindex werde vorläufig als konstant und klein angesehen. Es sei also, wenn  $D$  der Flammendurchmesser ist,  $a D \ll 1$ . An der Strahlaustrittsstelle  $P_1$  ist dann

$$z'_1 = a D \quad (2)$$

und

$$z_1 = \frac{a}{2} D^2 = z'_1 \frac{D}{2}. \quad (3)$$

net werden. Da bei einer optischen Abbildung alle Lichtwege vom Dingpunkt zum Bildpunkt gleich gross sind, genügt es, den Lichtweg  $L_1$  des reellen Strahls von  $P_0$  nach  $P_1$  und den Lichtweg  $L_2$  des virtuellen Strahles von  $P_0$  nach  $P'_1$  zu berechnen, wenn  $P'_1$  dadurch gekennzeichnet ist, dass  $P'_1$  die gleiche Entfernung von  $P'$  hat wie  $P_1$ . Für den Lichtweg  $L_1$  erhalten wir mit  $n = n_0 + a z$  bei Vernachlässigung höherer Glieder als  $a^2 D^3$ ,

$$\left. \begin{aligned} L_1 &= \int_{x=0}^{x=D} (n_0 + a z) \sqrt{1 + z'^2} \, dx \\ L_1 &= \int_0^D \left( n_0 + \frac{a^2}{2} x^2 \right) \left( 1 + \frac{a^2}{2} x^2 \right) dx \\ L_1 &= n_0 D + \frac{n_0 + 1}{6} a^2 D^3 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Für den Lichtweg  $L_2$  erhält man wenn mit  $\bar{n}$  der Brechungsindex ausserhalb der Flamme bezeichnet wird

$$\left. \begin{aligned}
 L_2 &= \bar{n} D + \left( \overline{P' P_1} - \frac{D}{2} \right) \bar{n} \\
 L_2 &= \\
 \bar{n} D + \left\{ \sqrt{\left[ \left( \frac{D}{2} \right)^2 + \left( \frac{a}{2} D^2 \right)^2 \right]} - \frac{D}{2} \right\} \bar{n} &\sim \\
 \bar{n}_1 D + \bar{n} \frac{a^2 D^3}{4} &
 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Durch die Flamme wird der Gangunterschied

$$\Delta L = L_1 - L_2 =$$

$$(n_0 - \bar{n}) D + \left( \frac{n_0 + 1}{6} - \frac{\bar{n}}{4} \right) a^2 D^3 \quad (6)$$

hervorgerufen. Das erste Glied in Gleichung (6) stellt den Gangunterschied dar, den man messen würde, wenn keine Strahlablenkung erfolgen

In Wirklichkeit hat der Gradient des Brechungsindex vor und hinter der Flammenzone den Wert Null. Daraus ergibt sich, dass wie in Abb. 4 angedeutet, die Strahlen in weiterer Entfernung am unteren Rand der Flammenzone eine Brennnlinie ergeben und dass der obere Rand der Flammenzone verdunkelt wird. Dies bestätigt das Lichtbild in Abb. 5.

#### ERMITTLUNG DES TEMPERATURVERLAUFES AUS DEM INTERFEROGRAMM

Voraussetzung für die Anwendung der interferometrischen Methode ist die Unveränderlichkeit der Molzahl bei der Verbrennung. Nur dann ist die Temperatur bei dem hier vorliegenden Fall konstanten Druckes allein von der Dichte abhängig. Die Dichte selbst kann dann unmittelbar aus dem Brechungsindex ermittelt

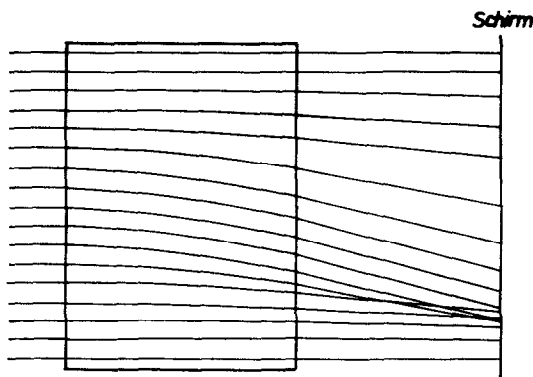
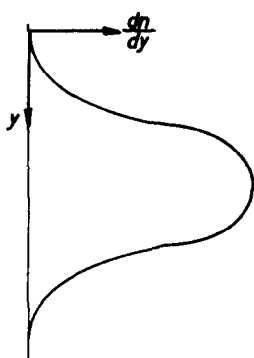


ABB. 4. Zur Entstehung der Brennnlinie bei der Schattenaufnahme.

würde. Das zweite Glied ist von der Größenordnung  $\frac{1}{12} a^2 D^3$ . Bei den hier durchgeführten Messung betrug dieser Fehler in der Lichtwegbestimmung maximal  $0,08 \mu$ . Die gleiche Änderung würde auftreten, wenn man das gleiche Dichtefeld relativ zum Strahl um  $0,02 \text{ mm}$  vertikal verschieben würde. Ferner ist zu erwähnen im Hinblick auf die Annahme eines konstanten Dichtegradienten, dass die Strahlablenkung  $z_1$  am Austritt aus der Flamme nach (3) mit  $D = 64,2 \text{ mm}$  und  $a = 0,604 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^{-1}$ ,  $z_1 = 0,12 \text{ mm}$  beträgt. Über diese kleine Strecke ist die Annahme zulässig, dass, wie die Messungen zeigen, sich der Dichtegradient in der Flammenzone nur wenig ändert.

werden, weil der Brechungsindex nur von der Zahl der Atome je Volumeneinheit und ihrer Polarisierbarkeit, nicht aber von ihrer chemischen Bindung abhängt.

Es wurde bereits erwähnt, dass nach früheren Messungen die Temperatur in jedem Querschnitt eines Zylinders, der die Flamme als Querschnitt hat, konstant ist. Ausserhalb dieses Zylinders muss die Temperaturveränderlichkeit berücksichtigt werden. Dies geschah durch Ausmessung des Temperaturfeldes mittels Thermoelement in drei radialen Abständen (s. Tabelle 1).

Aus diesen Messwerten wurde die Verschiebung der Interferenzstreifen berechnet, die das Temperaturfeld der seitlichen Umgebung

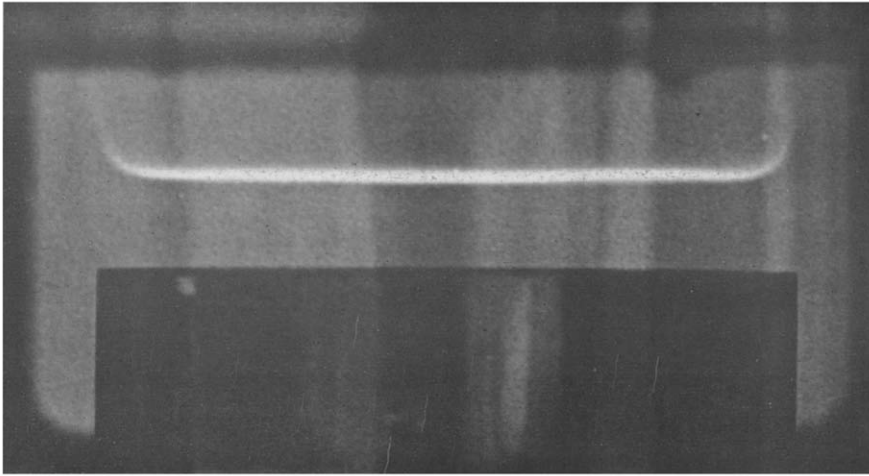


ABB. 2. Lichtbild der flachen Flamme.

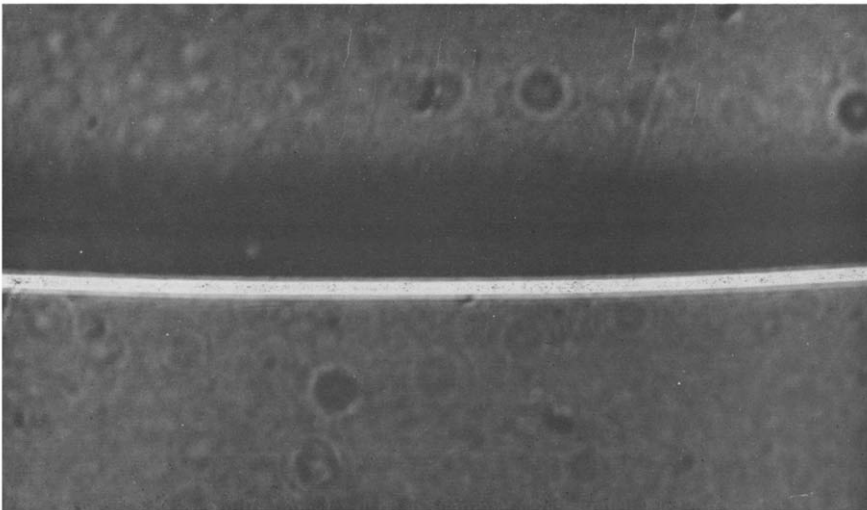
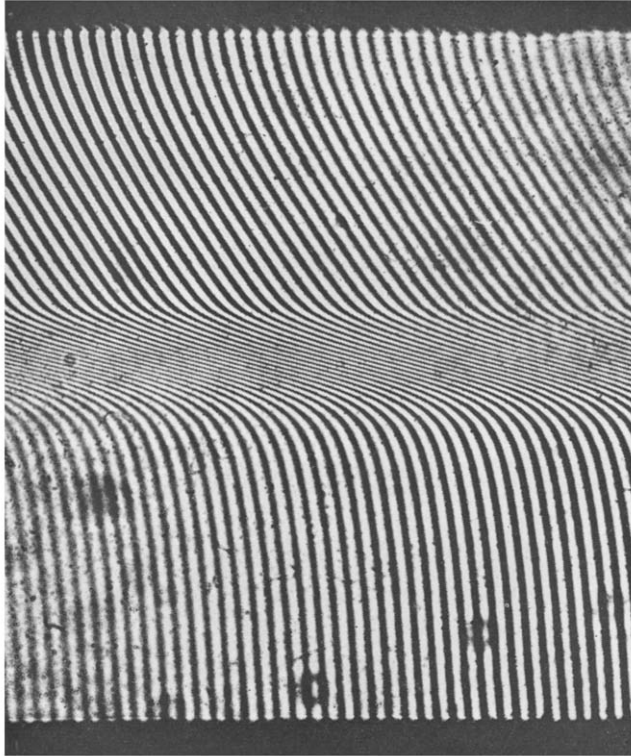


ABB. 5. Schattenaufnahme der flachen Flamme. (Die runden Flecken sind von Staubkörnern erzeugte Beugungsfiguren.)



**Abb. 7.** Interferogramm der Flamme. (Die Flecken rühren von Staub auf den Interferometerspiegeln her.)

Tabelle 1. Die durch die seitliche Umgebung der Flamme hervorgerufene Streifenverschiebung  $h_s$  als Funktion der vertikalen Entfernung  $y$  von der Brennermündung. Zur Berechnung von  $h_s$  wurde die Umgebung in drei hohlzylinderförmige Bereiche aufgeteilt und auf dem mittleren Radius dieser Bereiche der Temperaturverlauf gemessen. Der Bereich I hatte die Durchmesser 64 mm und 102 mm, der Bereich II 102 mm und 126 mm und der Bereich III 126 mm und 162 mm.  $h_s$  ist die Summe von  $h_{s1}$ ,  $h_{s2}$  und  $h_{s3}$

$y$ (mm)	Bereich I		Bereich II		Bereich III		$h_s$
	$T$ (°K)	$h_{s1}$	$T$ (°K)	$h_{s2}$	$T$ (°K)	$h_{s3}$	
0	413	0	417	0	408	0	0
2	417	0,13	421	0,07	411	0,08	0,28
4	422	0,27	425	0,16	414	0,17	0,60
6	429	0,50	433	0,29	420	0,33	1,12
8	445	0,94	447	0,55	429	0,61	2,10
10	466	1,48	466	0,86	442	0,95	3,29
12	514	2,53	498	1,33	473	1,70	5,56
14	602	4,07	564	2,13	523	2,72	8,92
16	674	5,03	608	2,56	553	3,26	10,85
18	819	6,45	702	3,32	619	4,23	14,00
20	849	6,69	720	3,44	631	4,39	14,52

bewirkt. Das Resultat ist in Abb. 6 über der vertikalen Entfernung von der Brennermündung aufgetragen.  $h_s$  ist ein weiter unten erklärtes Mass für die Streifenverschiebung, der Index  $s$  bezieht sich auf die seitliche Umgebung.

Nach diesen Vorbereitungen kann das in Abb. 7 gezeigte Interferogramm ausgewertet werden. Das Interferometer war so eingestellt worden, dass bei Abwesenheit der Flamme vertikale Streifen auftreten. Die untere Begrenzung des Streifenfeldes ist durch die Brennermündung gegeben, die obere durch den Haltering für das Drahtnetz oberhalb der Flamme. Der Abstand zwischen Brennermündung und Drahtnetz betrug 20 mm.

Das Interferogramm bezieht sich auf ein armes Gemisch von 5,4 Vol Prozent chemisch reinem Methan in vorher getrockneter Luft. Methan wurde gewählt, weil keine Molzahländerung auftritt. Die Flammenfortpflanzungsgeschwindigkeit wurde zu 9,97 cm/sec gemessen bezogen auf eine Zuströmtemperatur  $T_0 = 409^\circ\text{K}$ . Zur Auswertung wurde im Interferogramm in dessen Mitte ein Messmikroskop senkrecht zum unteren Bildrand, d.h. senkrecht zur Brennermündung von diesem Rand aus nach oben bewegt und beobachtet, wieviele Streifen bis zum Vertikalabstand  $y$  von der Brenner-

mündung durch das Fadenkreuz des Mikroskops treten. Diese Zahl wurde  $h_y$  genannt. In Abb. 8 ist  $h_y$  über  $y$  aufgetragen. Bis zur oberen Begrenzung des Interferogrammes waren 31 Streifen gezählt worden. Da sowohl Stellen maximaler Helligkeit als auch Stellen maximaler Dunkelheit beobachtet worden waren, wurden insgesamt 62 Messpunkte erhalten. Von der Streifenzahl  $h_y$  muss noch die oben ermittelte Streifenzahl  $h_s$  (Abb. 6) abgezogen werden, um nur die durch die Flamme allein hervorgerufene Streifenverschiebung  $h$  zu gewinnen. Die Zahl  $h$  gibt in Vielfachen der Wellenlänge  $\lambda$  des zur Messung benutzten monochromatischen Lichtes an, um wieviel der Lichtweg  $L$  an einer Stelle  $y$  grösser ist als an der Stelle  $y = 0$ , also an der Brennermündung. In Abb. 9 ist  $h$  über  $y$  aufgetragen.

Aus der Streifenverschiebung  $h$  lässt sich nun die Temperatur  $T$  berechnen. Durch den Index 0 seien Werte, die an der Brennermündung gelten, gekennzeichnet. Es gelten folgende Gleichungen, wenn wie hier der Druck konstant ist:

$$(n - 1) T = (n_0 - 1) T_0 \quad (7)$$

$$(n_0 - n) D = h \lambda \quad (8)$$

Daraus folgt:

$$T = T_0 \frac{1}{1 - [h \lambda / D (n_0 - 1)]} \quad (9)$$



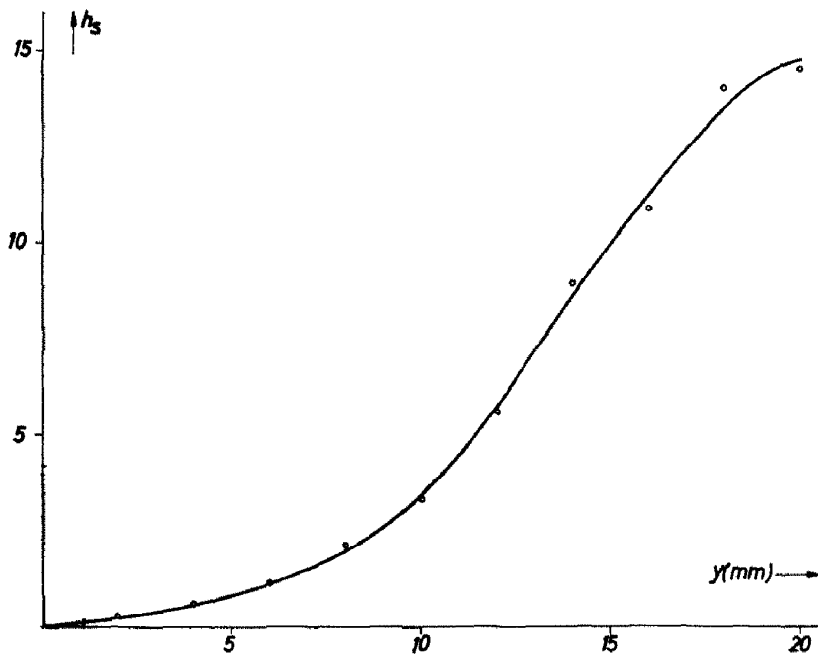


ABB. 6. Verlauf der durch die seitliche Umgebung der Flamme hervorgerufenen Streifenverschiebung  $h_s$ .

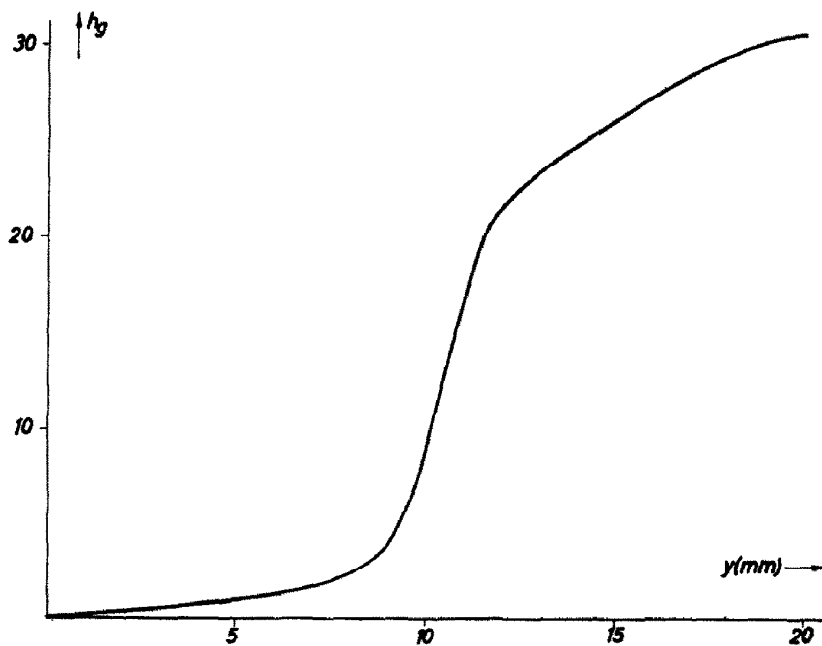


ABB. 8. Verlauf der aus dem Interferogramm abgelesenen Streifenverschiebung  $h_g$ .

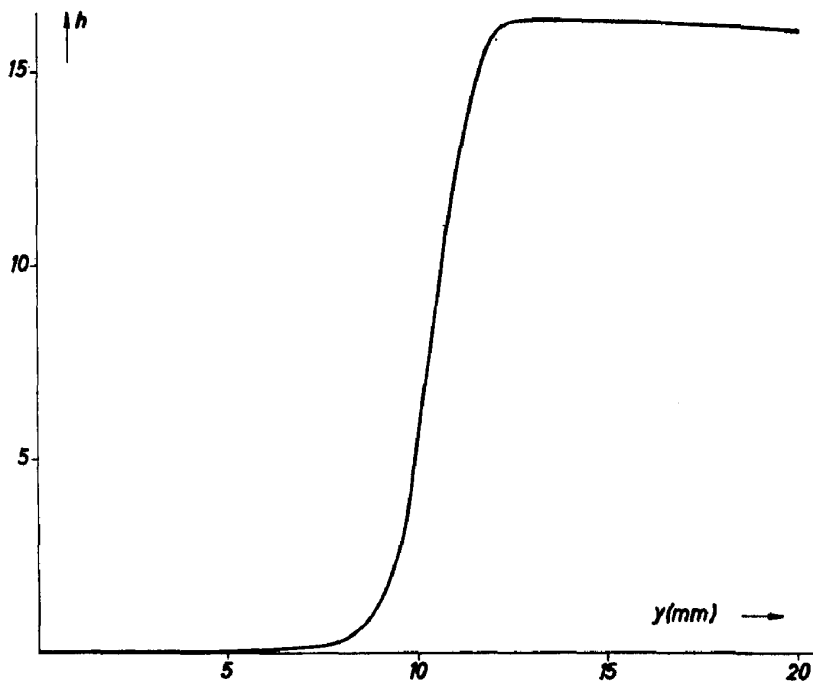


ABB. 9. Verlauf der durch die Flamme allein hervorgerufenen Streifenverschiebung  $h$ .

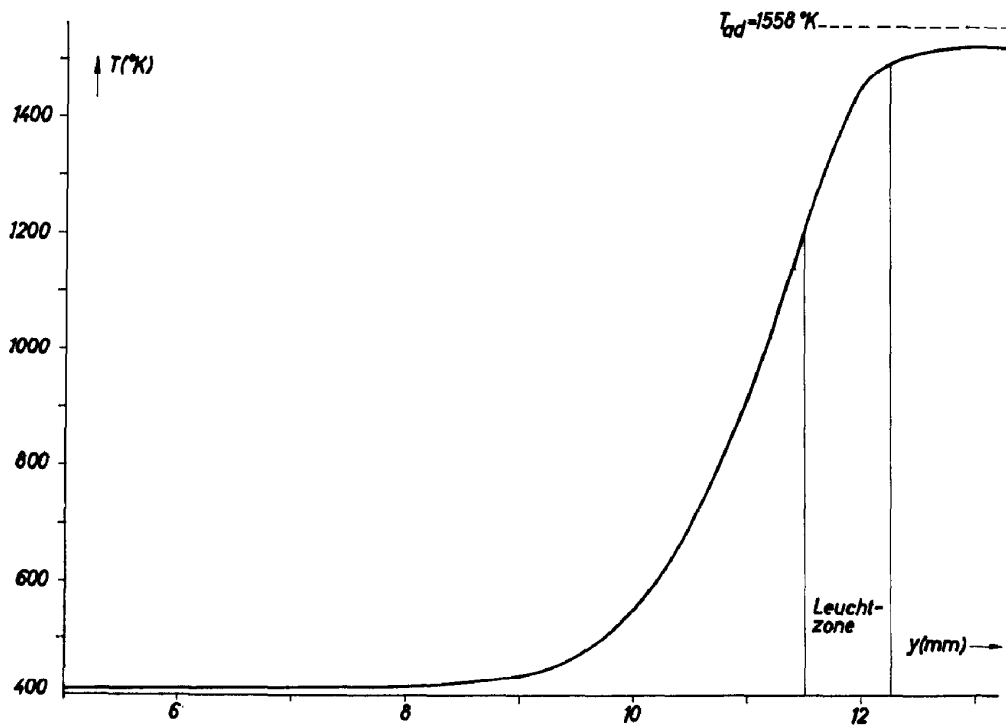


ABB. 10. Temperaturverlauf in der Flamme.

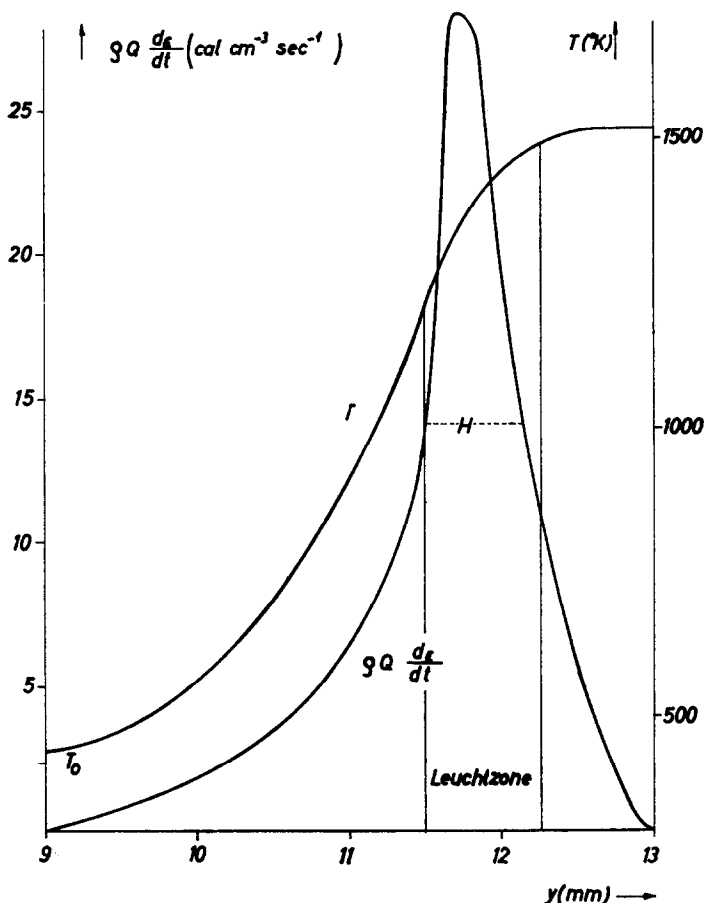


ABB. 12. Wärmeproduktion pro Volumen- und Zeiteinheit.

Durch graphische Differentiation wurde die sekundliche Wärmeproduktion

$$MQ (d\epsilon/dy) = \rho Q (d\epsilon/dt)$$

bestimmt. Sie ist in Abb. 12 aufgetragen. Die Aufteilung in die verschiedenen Energieflüsse zeigt Abb. 13, ferner ist in Abb. 14 die sog. auf die Masseneinheit bezogene „excess enthalpy“ also die Grösse  $Q(1 - \epsilon) - \int_T^{T_{ad}} c_p dT$  aufgetragen.

#### DISKUSSION DER VERSUCHSERGEBNISSE

Aus Abb. 13, die die einzelnen Energieflüsse zeigt, lässt sich einmal entnehmen, dass der Strahlungsfluss (Kurve e), der in den theoretischen Rechnungen stets vernachlässigt wird,

immerhin bis auf 9 Prozent des gesamten Energieflusses ansteigt bei diesem relativ armen Gemisch. Aus den Messungen von Burgoyne und Weinberg [3] mit einem andern Gas sind sogar 18 Prozent zu entnehmen. Das Maximum des Wärmeflusses durch Leitung (Kurve d) beträgt 35 Prozent des Gesamtflusses. Es tritt kurz vor der sichtbaren Flammenzone auf. Der Fluss der thermischen Energie (Kurve c) erreicht hinter der Flamme nicht ganz den der adiabaten Flammentemperatur entsprechenden, durch die Horizontale b gezeigten Wert, da wie erwähnt, die Abstrahlung nicht voll berücksichtigt wurde. Weil aber bei der Auswertung konstanter Energiefluss angenommen worden ist, bleibt ein rechnerischer Überschuss gleichen Betrages der chemischen Energie, d.h. des

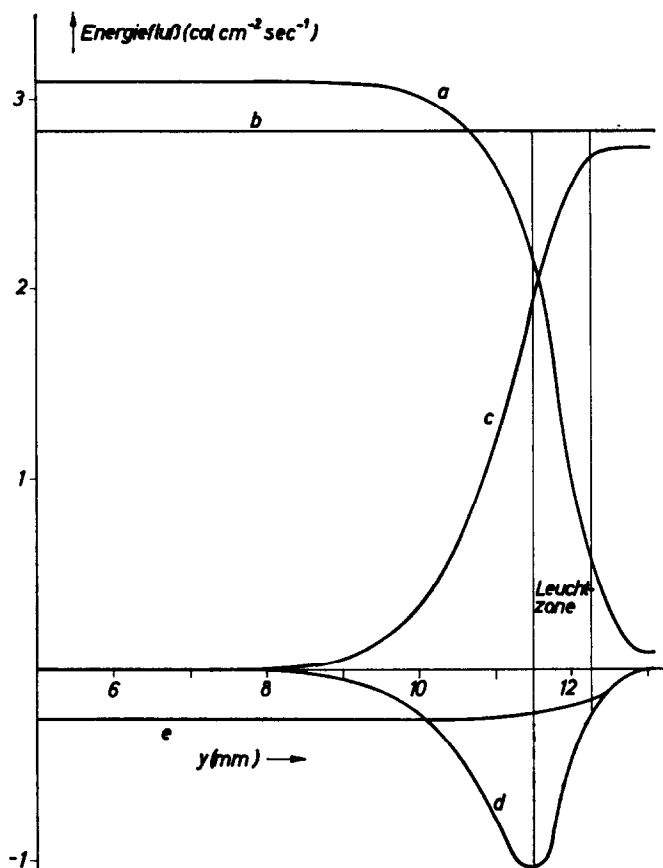


Abb. 13. Energieflüsse in der Flamme.  $a$  = Fluss der chemischen Energie,  $b$  = Fluss der Gesamtenergie,  $c$  = Fluss der thermischen Energie,  $d$  = Wärmefluss durch Leitung,  $e$  = Strahlungsfluss.

Wärmeflusses durch chemische Umsetzung (Kurve  $a$ ). Dass dieser Überschuss rein rechnerisch ist, wird durch die Versuche von Biedler und Hoelscher [4] bestätigt, die hinter der Flamme vollständige Verbrennung ergaben.

Abb. 13 zeigt fernerhin, dass, wie zu erwarten ist, die Erwärmung durch Wärmeleitung vor der Erwärmung durch Verbrennung einsetzt. Es besteht, wie bereits bekannt, kein ausgeprägter Zündpunkt oder Einsatzzpunkt der Reaktion, wie er theoretisch bei 80 Prozent des Temperaturanstieges eingeführt wird. Es zeigt sich, dass die Reaktion bereits zu 10 Prozent vollendet ist, wenn der Temperaturanstieg 37 Prozent seines Endwertes erreicht hat. Die Reaktionsgeschwindigkeit  $\rho Q d\epsilon/dt$  hat nach Abb. 12 hier bereits

14 Prozent ihres Maximalwertes erreicht. Bei der theoretischen Zündung, die wie gesagt, bei 80 Prozent der Endtemperatur angenommen wird, ist die Reaktion schon zu 40 Prozent abgeschlossen und die Reaktionsgeschwindigkeit besitzt hier bereits ihr Maximum. Während die thermische Flammendicke 4 mm beträgt, ist die Halbwertbreite der Reaktionszone 0,75 mm (Abb. 12).

Endlich gibt Abb. 14 ein Bild über den Verlauf der spezifischen „excess enthalpy“. Sie hat ihr Maximum dort, wo die Summe von Wärmeleitung und Strahlung extremal ist. Dieses Maximum, das bei der Zündung als bedeutungsvoll erachtet wird, beträgt 41 Prozent der Reaktionswärme  $Q$ .

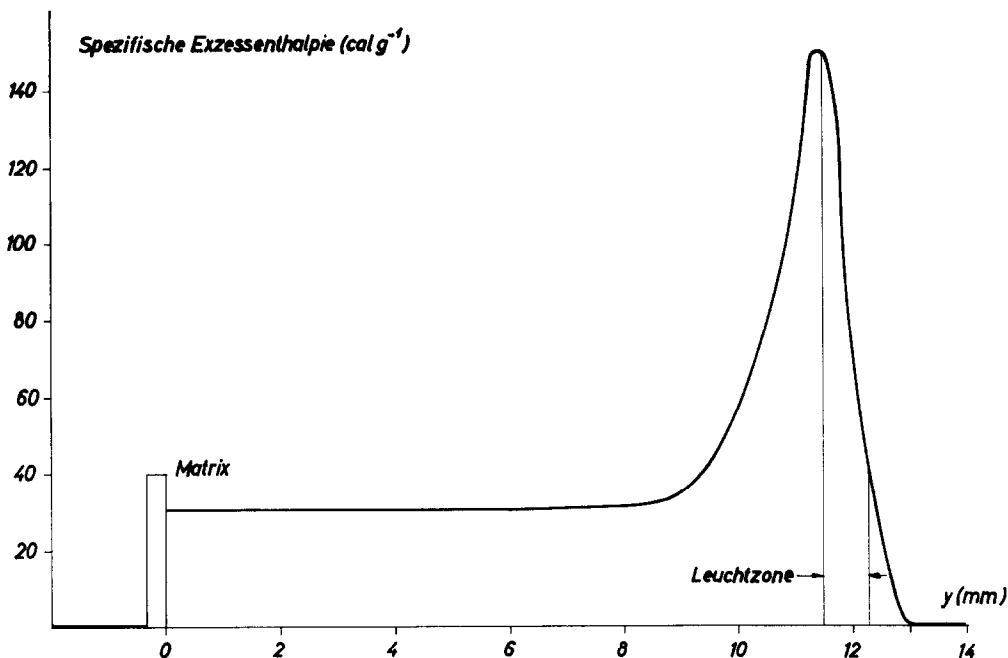


ABB. 14. Verlauf der spezifischen Exzessenthalpie.

#### LITERATUR

1. J. POWLING, A new burner method for the determination of low burning velocities and limits of inflammability. *Fuel* **28** (1949).
2. A. EGERTON und S. K. THABET, Flame propagation: the measurement of burning velocities of slow flames and the determination of limits of combustion. *Proc. Roy. Soc. A* **211** (1952).
3. J. H. BURGOYNE und F. J. WEINBERG, Determination of the distribution of some parameters across the combustion zone of a flat flame. *Proc. Roy. Soc. A* **224** (1954).
4. W. T. BIEDLER und H. E. HOELSCHER, Studies in a new type of flat flame burner. *Jet Propulsion* (1957).
5. A. LEVY und F. J. WEINBERG, Optical flame structure studies. *Seventh International Symposium on Combustion, Baltimore*, Williams and Wilkins (1958).