

# Einfluß des statischen Drucks und der Mach-Zahl auf die Verbrennung von Wasserstoff und Methan beim transversalen Einblasen in heiße Überschall-Luftstrahlen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
DOKTOR-INGENIEURS  
von der Fakultät für Chemieingenieurwesen  
der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte  
Dissertation

von  
Dipl.-Ing. Walter Lachenmeier  
aus Lüneburg

Tag der mündlichen Prüfung: . . . 2. Juli 1976  
Referent: . . . Prof. Dr. K. Bier  
Korreferent: . . . Prof. Dr. R. Günther

Karlsruhe 1976

Diese Arbeit wurde am Institut für Technische Thermodynamik und Kältetechnik der Universität Karlsruhe (TH) durchgeführt.

Herrn Prof. Dr. K. Bier danke ich für die Anregung und Förderung dieser Arbeit sowie für viele wertvolle Ratschläge. Herrn Prof. Dr. R. Günther danke ich für die Übernahme des Korreferats und für sein wohlwollendes Interesse.

Herrn Prof. Dr. H. Wilhelmi bin ich für viele interessante Hinweise zu Dank verpflichtet. Außerdem gilt mein Dank meinem Kollegen Herrn Dr. J. P. Baselt für zahlreiche fruchtbare Diskussionen.

Für die Unterstützung bei der Durchführung der massenspektrometrischen Analysen am Institut für Kernverfahrenstechnik danke ich Herrn K. Maurer. Für die Hilfe bei der Versuchsdurchführung und für die Erstellung der Rechenprogramme möchte ich besonders Herrn N. Waltenberger danken.

Außerdem danke ich den Angehörigen der Institutswerkstätten, vor allem Herrn G. Funk, für die tatkräftige Unterstützung beim Aufbau der Versuchsanlage.

Die vorliegende Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft finanziell unterstützt, wofür ebenfalls gedankt sei.

Karlsruhe, im Juli 1976

Walter Lachenmeier

<u>I n h a l t</u>	Seite
I. Einleitung	1
II. Versuchsanlage	3
1. Anlagenschema	3
2. Aufbau der wichtigsten Anlagenteile	5
III. Meßverfahren	11
1. Zündbedingungen und Strömungsverlauf	11
2. Konzentrationsmessungen mit Absaugesonden	13
IV. Einfluß des statischen Drucks	18
1. Strömungsfeld und Vermischung	18
2. Verbrennung	21
3. Zündung	28
V. Einfluß der Mach-Zahl	32
1. Strömungsfeld und Vermischung	32
2. Verbrennung	39
3. Zündung	43
a) Zündbedingungen bei konstantem statischen Druck	43
b) Zusammenfassende Darstellung des Druck- und Mach-Zahleinflusses auf die Zündbedingungen	46
VI. Orientierende Untersuchungen zur Methan-Verbrennung	50
VII. Zusammenfassung	56
VIII. Literaturverzeichnis	59
IX. Anhang	62
1. Rechenverfahren zur Auswertung der Abgasanalyse bei der Verbrennung von Methan unter Verwendung eines Tracergases	62
2. Zusammenstellung der Pitot-Druckverteilungen	66

## I. Einleitung

Bei der Verbrennung gasförmiger Brennstoffe in Überschallstrahlen, die z.B. für die Auslegung der Brennkammern von Überschall-Staustrahltriebwerken interessiert, ist die transversale Brenngaszuführung von Vorteil, weil sich das Brenngas dabei relativ schnell mit der Luft vermischt und weil sich vor dem quer eingeblasenen Brennstoff ein Verdichtungsstoß ausbildet, der die Bedingungen für stabile Zündung und Verbrennung verbessert. Wegen des verhältnismäßig komplizierten Strömungsfeldes ist allerdings eine theoretische Behandlung des kombinierten Vermischungs- und Verbrennungsablaufs kaum möglich; man ist deshalb weitgehend auf experimentelle Untersuchungen angewiesen.

Während die Vermischung eines transversal in eine Überschallströmung eingeblasenen Gasstrahls mit der Hauptströmung u.a. auch im Zusammenhang mit der Schubvektorsteuerung von Raketen schon seit längerer Zeit untersucht worden ist [1 - 12], sind über die Überschallverbrennung bei transversaler Brenngaszuführung erst seit einigen Jahren Untersuchungen in der zugänglichen Literatur bekannt geworden [12 - 24].

Die hierzu am Institut für Technische Thermodynamik und Kältetechnik der Universität Karlsruhe bisher durchgeführten Arbeiten [15 - 22] konzentrierten sich auf die Untersuchung der Bedingungen für stabile Selbstzündung sowie auf das Studium des Vermischungs- und Verbrennungsablaufs im Zündbereich der Flamme. Dieses für die Stabilisierung von Überschallflammen wichtige Strömungsgebiet wurde aus versuchs-technischen Gründen in einem Überschall-Freistrahle untersucht, was die Beobachtung des Strömungsfeldes und der Flammenentwicklung wesentlich erleichtert. Zur Untersuchung des räumlichen Reaktionsablaufs wurde ein Meßverfahren entwickelt, bei dem mit dünnen, wassergekühlten Sonden auch aus einer reagierenden Überschallströmung Gasproben entnommen wurden, die mit Hilfe eines Tracergases die Ermittlung des lokalen Mischungsverhältnisses von Injektionsgas und Luft sowie des reagierten Brenngasanteils ermöglichen [20, 21].

Die bisherigen Untersuchungen beschränkten sich im wesentlichen auf die Verbrennung von Wasserstoff und Methan in Überschall-Luftstrahlen der Mach-Zahl 2 bei einem statischen Druck von  $\approx 1$  bar und statischen Temperaturen zwischen ungefähr 800 K und 2000 K. Für die Auslegung der Überschall-Brennkammern von Staustrahltriebwerken, die mit großer Mach-Zahl und in großen Höhen fliegen, ist man darüberhinaus an systematischen Untersuchungen über den Einfluß der Mach-Zahl und des statischen Drucks interessiert. In der vorliegenden Arbeit wurden deshalb die Zündbedingungen sowie der Vermischungs- und Verbrennungsablauf im Zündbereich der Flamme für den Fall untersucht, daß Wasserstoff und Methan transversal in Überschall-Luftstrahlen mit Mach-Zahlen zwischen 1,5 und 3,5 und statischen Drücken zwischen 0,1 bar und 1 bar eingeblasen werden. Für diese Untersuchung wurde die vorhandene Versuchsanlage durch Einbau einer wesentlich größeren Versuchskammer erweitert und an eine Wasserringpumpe angeschlossen. Dadurch wurde die Möglichkeit geschaffen, den Einfluß des statischen Drucks zu untersuchen und mit der Druckabsenkung auch größere Mach-Zahlen und Strahldurchmesser als bisher zu realisieren.

Wie bei den früheren Untersuchungen wurde das Einsetzen der Verbrennung visuell beobachtet und das Strömungsfeld im Zündbereich der Flamme schlierenoptisch untersucht. Vermischungs- und Verbrennungsablauf ergaben sich aus der Analyse von Gasproben, die mit einer wassergekühlten Sonde von 4,4 mm  $\phi$  abgesaugt wurden. Durch Kontrollversuche mit einer dünneren Sonde von 2,3 mm  $\phi$  wurde festgestellt, daß man auf diese Weise auch bei Mach-Zahlen des Luftstrahls von 3,0 bzw. 3,5 noch Gasproben erhält, deren Zusammensetzung durch die Kopfwelle vor der Sonde noch nicht merklich beeinflusst ist. Für die Wasserstoff-Verbrennung erfolgte die Auswertung der massenspektrometrisch ermittelten Abgasanalysen nach dem früher beschriebenen Rechenverfahren [21]. Für die Methan-Verbrennung wurde ein entsprechendes Rechenverfahren in der vorliegenden Arbeit aufgestellt und anhand orientierender Meßreihen getestet.

## II. Versuchsanlage

### 1. Anlagenschema

Ein vereinfachtes Schema der Versuchsanlage ist in Abb. 1 wiedergegeben: Druckluft wird im Lichtbogen des Plasmabrenners, der eine maximale Eingangsleistung von 350 kW besitzt, auf Ruhetemperaturen zwischen 1500 und 4200 K erhitzt. Die Luft expandiert in rotations-symmetrischen Laval-Düsen von Ruhedrücken zwischen 1,5 und 15,5 bar auf Drücke in der Versuchskammer, die zwischen  $p_K = 0,1$  und 1 bar eingestellt werden können. Die verwendeten Düsen sind so ausgelegt, daß sie störungsfreie Luftstrahlen von 10 mm Durchmesser erzeugen, die als parallele Freistrahlen mit Mach-Zahlen zwischen  $M = 1,5$  und 3,5 in die Versuchskammer eintreten. In diese Strahlen wird das Brenngas mit dem Druck  $p_{0s}$  durch eine tangential am Strahlrand angeordnete konvergente Düse mit einem Mündungsdurchmesser  $d_s = 1,5$  mm senkrecht von oben eingeblasen. Mit einer wassergekühlten, dünnen Sonde lassen sich an beliebigen Stellen des Strömungsfeldes Gasproben absaugen, die in zuvor evakuierten Pipetten gesammelt und anschließend massenspektrometrisch analysiert werden. Die Beobachtung von Strömungsfeld und Flamme erfolgt durch seitlich an der Versuchskammer angebrachte Schaugläser.

Die heißen Abgase strömen durch eine wassergekühlte Rohrleitung, werden zunächst durch Einspritzen von Wasser vorgekühlt und dann in einem Rippenrohr-Wärmeübertrager weiter abgekühlt, bevor sie in die Wasserringpumpe gelangen. Im Wärmeübertrager kann der aus der Verbrennung und Wassereinspritzung entstandene Wasserdampf auskondensieren. Der gewünschte Druck in der Versuchskammer wird am Luftbypassventil eingestellt.

Am Austritt der Versuchskammer sind mehrere elektrisch beheizte Glühspiralen angebracht, an denen sich brennbare Abgasgemische entzünden. Damit wird bei Zündversuchen das Eindringen unverbrannter Brenngase in die Rohrleitung bzw. in den Wärmeübertrager und die Wasserringpumpe verhindert. Zum Schutz der Anlage sind im Bereich der Versuchskammer und des Wärmeübertragers zusätzlich Überdruckklappen angebracht. Nach Öffnen der oberen Klappe mit einem Handhebel kann die Anlage auch bei Umgebungsdruck betrieben werden.

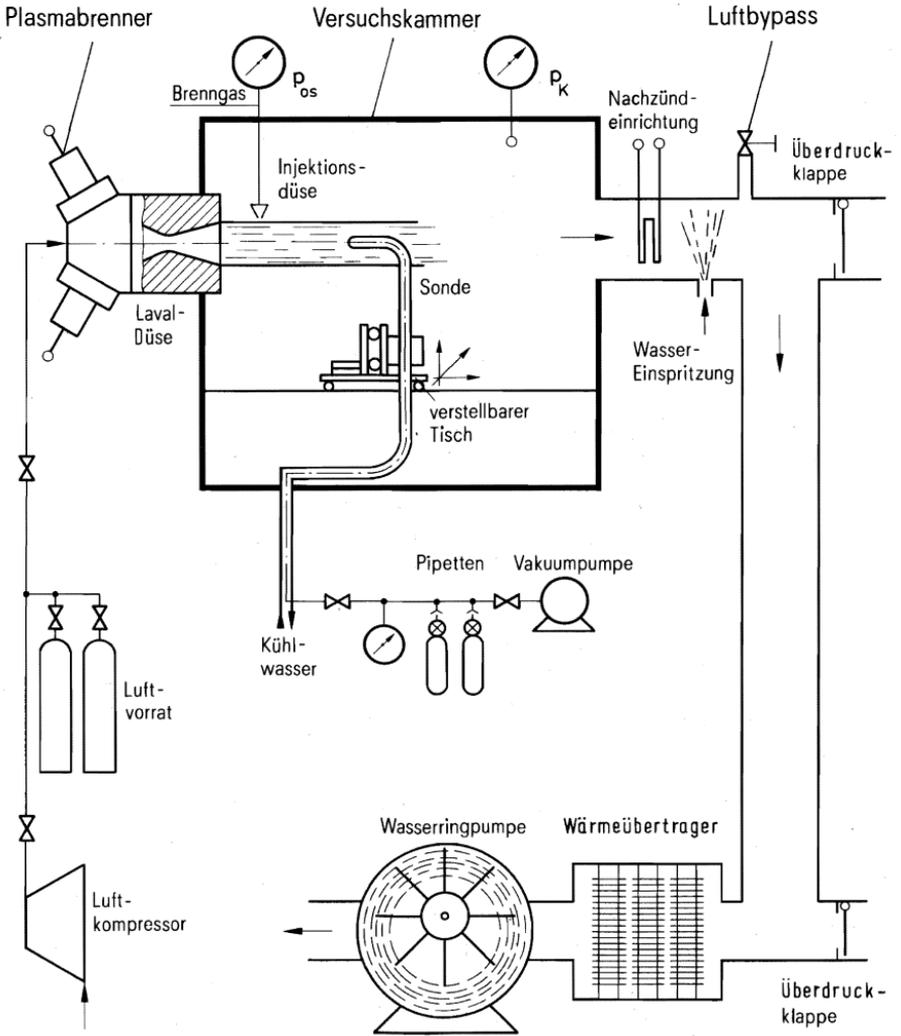


Abb. 1: Schema der Versuchsanlage

Die dem Plasmabrenner zugeführte Druckluft wird aus einem Vorratsvolumen von 18 Gasflaschen mit je 50 l Inhalt entnommen, die zwischen den Versuchen von einem Luftkompressor mit nachgeschaltetem Feinfilter und Kühler zur Entölung und Trocknung der Luft gefüllt werden. Damit lassen sich Versuchszeiten zwischen 1/2 und 1 h entsprechend den jeweiligen Betriebsbedingungen erzielen.

## 2. Aufbau der wichtigsten Anlagenteile

Zur Durchführung der vorgesehenen Untersuchungen mußten die Versuchskammer und die Vorrichtung zur Sondeneinstellung, der Wärmeübertrager sowie Abgasleitungen und Überdruckklappen neu konstruiert und die Versuchsanlage zusammen mit der Wasserringpumpe in Betrieb genommen und erprobt werden. Die wichtigsten Anlagenteile werden im folgenden zusammen mit den verwendeten Laval-Düsen kurz beschrieben:

### Versuchskammer und Vorrichtung zur Sondeneinstellung:

Die in Abb. 2 a gezeigte Versuchskammer, an die von links der Plasmabrenner zur Aufheizung des Luftstrahls angeflanscht ist, hat eine äußere Länge von 1140 mm sowie eine Breite und Höhe von jeweils 820 mm. Sie besitzt oben und seitlich rechteckige Montage- bzw. Beobachtungsöffnungen von 750 x 400 mm lichter Weite, die im Unterdruckbetrieb durch Platten mit Schaugläsern verschlossen sind. Um die gesamte Länge der rechteckigen Öffnung zur Beobachtung der Flamme durch runde Schaugläser ausnutzen zu können, läßt sich die Lage der Schaugläser durch Verdrehen oder Verschieben der seitlichen Abdeckungen im gewünschten Bereich stufenlos verändern. Zur schlierenoptischen Untersuchung des Strömungsfeldes wurden hitzebeständige, schlierenfreie Schaugläser mit 100 mm  $\phi$  eingesetzt <sup>1)</sup> und zur Beobachtung der Flamme im Eigenleuchten luftgekühlte Plexiglas-Scheiben mit 210 mm  $\phi$ .

---

1) Die schlierenfreien Schaugläser sind jeweils aus zwei Scheiben aufgebaut: Die auf der Innenseite liegende Scheibe besteht aus 3 mm starkem Quarzglas (Suprasil I der Firma Schott) und dient zur Abschirmung der Wärme. Sie ist an Federn aufgehängt, um eine Beschädigung durch Druckwellen zu verhindern. Die äußere Scheibe aus 25 mm starkem optischen Glas nimmt die Druckkräfte auf. Aus dem Zwischenraum wird die Wärme durch einen wassergekühlten, 10 mm starken Distanzring mit verrippter Oberfläche abgeführt.

Plasmabrenner  
mit Versorgungs-  
leitungen

Schauglas

Wanne mit  
Vorrichtung  
zur Sonden-  
einstellung

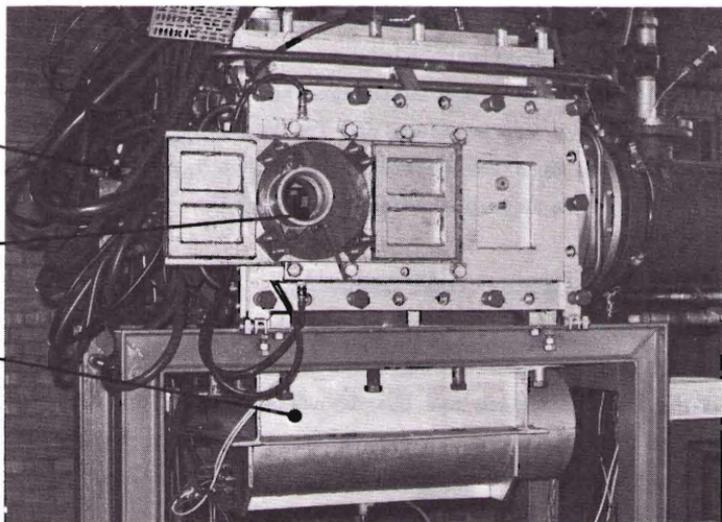


Abb. 2 a: Ansicht der Versuchskammer

Sondenstütze  
mit  
Kühlwasser-  
anschlüssen

Bewegungs-  
spindel  
und  
Rollenbahn  
für die  
Vertikal-  
einstellung

Schrittmotor  
mit Kühl-  
schlangen  
für die  
Quer-  
einstellung

Sondentisch

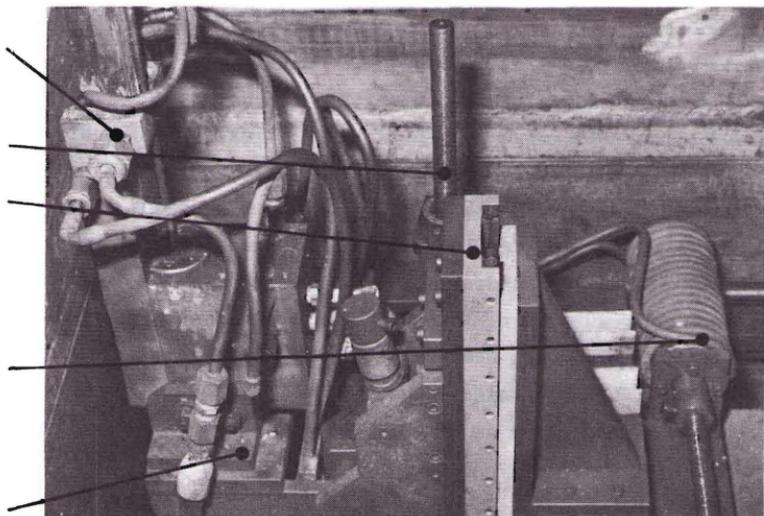


Abb. 2 b: Ansicht der Vorrichtung zur Sondeneinstellung von oben durch die geöffnete Versuchskammer

Auf der unteren Seite der Versuchskammer ist eine Wanne angeflanscht, in der die Vorrichtung zur Sondeneinstellung untergebracht ist (vgl. Abb. 2 b). Die Sonde ist auf einem Tisch befestigt, der sich in den drei Raumrichtungen um 180 mm in der Höhe, 150 mm in der Breite und 400 mm in der Länge reproduzierbar durch Schrittmotoren bewegen läßt, die vom Bedienungsstand aus gesteuert werden. Die Versorgungsleitungen für Kühlwasser, Gasabsaugung und Druckmessung sind so geführt, daß die Beweglichkeit des Sondentisches nicht beeinträchtigt ist.

Bei Unterdruckbetrieb wird zur Kühlung der Vorrichtung zur Sondeneinstellung und der Schaugläser durch mehrere Düsen Umgebungsluft eingeleitet. Gleichzeitig wird damit erreicht, daß sich bei Verbrennungsversuchen nach kurzer Zeit eine stationäre Temperaturverteilung in der Versuchskammer einstellt. Bei typischen Versuchsbedingungen wurden in Wandnähe Temperaturen festgestellt, die bei Wasserstoff-Verbrennung etwa 120 °C und bei Methan-Verbrennung etwa 150 °C betragen. Bei Versuchen mit Umgebungsdruck ließen sich entsprechende Verhältnisse durch teilweises Entfernen der seitlichen Abdeckungen erreichen.

Wärmeübertrager und Wasserringpumpe: Im Wärmeübertrager werden die durch Wassereinspritzung auf etwa 700 °C vorgekühlten Abgase auf die zulässige Ansaugtemperatur der Wasserringpumpe von etwa 50 °C abgekühlt. Die Wasserringpumpe mit 55 kW Anschlußwert hat eine Saugleistung von etwa 2000 m<sup>3</sup>/h bei 0,1 bar. Damit kann z.B. in der Versuchskammer ein stationärer Betriebszustand eingestellt werden, wenn Wasserstoff in einem Luftstrahl, dessen Mengenstrom etwa 20 g/s beträgt, stöchiometrisch abbrennt und zur Vorkühlung der Abgase etwa die gleiche Wassermenge eingespritzt wird.

Laval-Düsen: Es wurden fünf verschiedene Laval-Düsen für Mündungsmach-Zahlen 1,5, 2,0, 2,5, 3,0 und 3,5 verwendet (vgl. Tabelle 1). Die Berechnung der Düsenprofile erfolgte nach der von Foelsch aus dem Charakteristiken-Verfahren unter der Voraussetzung isentroper Strömung abgeleiteten Methode [25]. Dabei wurden die Koordinaten des Über- und Unterschallteils für die durch den Plasmabrenner konstruktiv vorgegebene

Düsen-Nr.	1	2	3	4	5
$M_{\text{Ausl.}}$	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5
$A/A^*$	1,18	1,69	2,64	4,23	6,79
$(p_o/p_K)_{\text{isentr.}}$	3,67	7,83	17,09	36,74	76,28
$(p_o/p_K)_{\text{exp.}}$	3,7	7,9	17,6	36,8	77,5
$M_{\text{Kegel}}$	-	1,98	2,48	-	-
$M_{\text{Pitot}}$	1,52	2,03	2,54	3,02	3,54

Tabelle 1: Zusammenstellung der verwendeten Laval-Düsen

$M_{\text{Ausl.}}$	Auslegungs-Mach-Zahl
$A/A^*$	Erweiterungsverhältnis
$(p_o/p_K)_{\text{isentr.}}$	Theoretischer Wert des angepaßten Expansionsverhältnisses
$(p_o/p_K)_{\text{exp.}}$	Experimenteller Wert des angepaßten Expansionsverhältnisses
$M_{\text{Kegel}}$	Experimenteller Wert der Mach-Zahl aus Kegelmessungen
$M_{\text{Pitot}}$	Experimenteller Wert der Mach-Zahl aus Messungen des Pitot-Drucks

Baulänge von 58,6 mm und gleiche Aus- und Eintrittsdurchmesser in kleinen Schrittweiten berechnet und die Düsenkonturen mit dem "Microplot-Verfahren" auf Dias abgebildet <sup>2)</sup>. Abb. 3 zeigt einige Beispiele der so gewonnenen Konturen, die als Vorlage zur Herstellung der Drehstähle zum Bohren der Düsen dienten.

Aus der Mündungs-Mach-Zahl ergibt sich unter der Annahme eindimensionaler isentroper Strömung eines Gases mit  $\kappa = 1,4$  ein bestimmter Wert des Erweiterungsverhältnisses, d.h. des Verhältnisses von Mündungsquerschnitt zu engstem Querschnitt, das bei der Bearbeitung der Düsenkontur möglichst genau eingehalten wurde. Zur Kontrolle wurden die zugehörigen Durchmesser mit einem Meßmikroskop auf  $\pm 0,01$  mm genau gemessen. Drehriefen und Rauigkeiten in der Oberfläche der Düsenkanäle wurden sorgfältig auspoliert. Als Werkstoff für die Düsen wurde OSNA-Cu 58 Te mit etwa 0,5 % Tellur verwendet.

Durch Beobachtung des Schlierenbildes wurden die angepaßten Expansionsverhältnisse ermittelt, bei denen die Laval-Düsen störungsfreie, parallele Strahlen lieferten <sup>3)</sup>. Sie stimmen mit den theoretischen Werten für die jeweiligen Auslegungs-Mach-Zahlen bzw. Erweiterungsverhältnisse gut überein, wie aus Tabelle 1 zu ersehen ist. Zur Kontrolle wurde die Mach-Zahl des Luftstrahls durch Pitot-Druckmessungen und z.T. auch aus dem Öffnungswinkel des an einem Kegel anliegenden Verdichtungsstoßes bestimmt. Die Ergebnisse dieser Kontrollmessungen zeigen nach Tabelle 1 ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit den Auslegungswerten <sup>4)</sup>.

---

2) Die numerische Berechnung der Konturen wurde mit der Rechenanlage "Univac 1108" des Rechenzentrums der Universität Karlsruhe durchgeführt.

3) Vgl. hierzu die Schlierenaufnahmen in Abb. 7:  
Der aus der Mündung der Laval-Düse links im Bild austretende Luftstrahl weist keine sichtbaren Störungen auf.

4) Die mit Hilfe gasdynamischer Beziehungen für den senkrechten Verdichtungsstoß aus den Pitot-Drücken berechneten Mach-Zahlen liefern systematisch etwas zu hohe Werte. Dies dürfte auf den Druckverlust im Strahl infolge von Reibungsverlusten zurückzuführen sein.

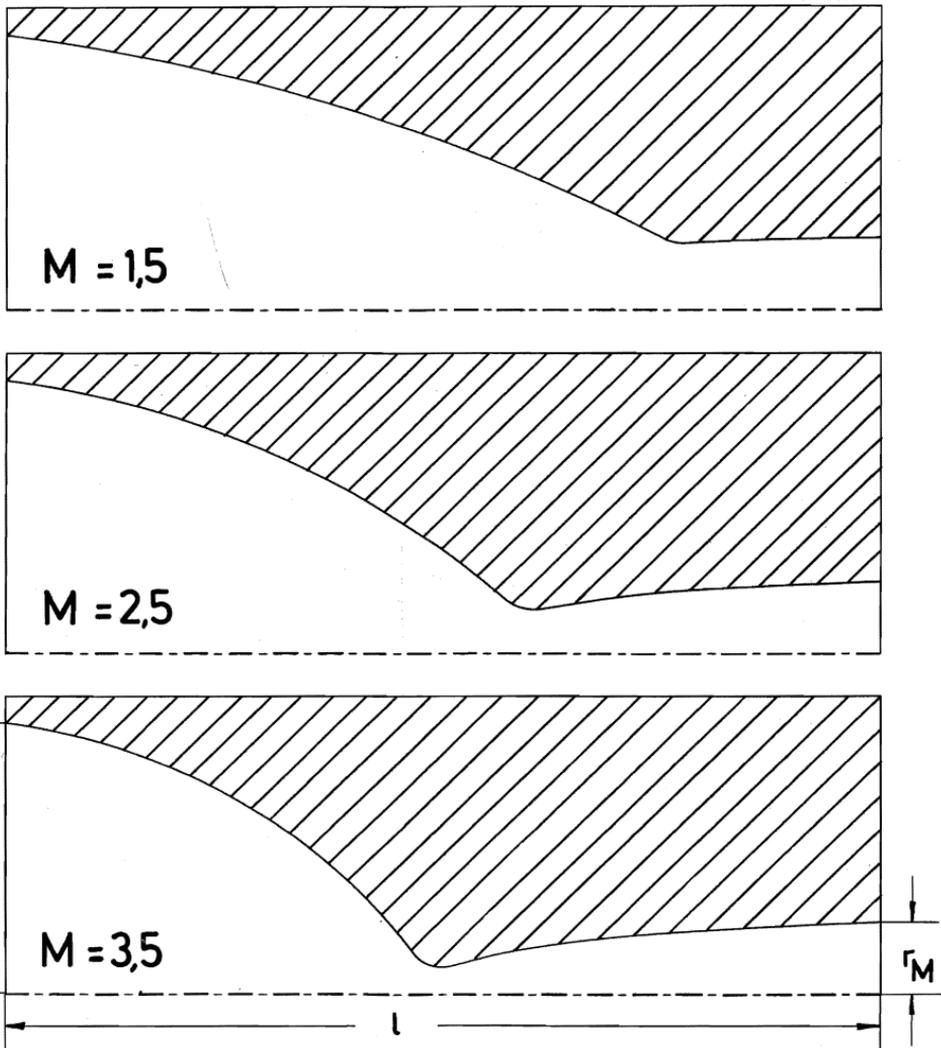


Abb. 3: Beispiele der nach Foelsch [25] berechneten Laval-Düsenkonturen für verschiedene Mündungs-Mach-Zahlen

Baulänge der Düsen	$l$	=	58,6 mm
Einlaufdurchmesser	$2r_E$	=	38,2 mm
Mündungsdurchmesser	$2r_M$	=	10,0 mm

### III. Meßverfahren

#### 1. Zündbedingungen und Strömungsverlauf

Für die Auslegung und den Betrieb von Überschall-Brennkammern interessiert u.a. die Frage, unter welchen Bedingungen sich stabile Überschalldiffusionsflammen ohne Zündhilfe ausbilden. Zur Untersuchung der Zündbedingungen wurde das Brenngas mit stufenweise gesteigertem Druckverhältnis  $p_{OS}/p_K$  bei sonst gleichen Bedingungen in den Überschall-Luftstrahl eingeblasen.

Dabei ist zu beobachten, daß bei hohen Temperaturen des Luftstrahls das eingeblasene Gas schon bei sehr geringen Druckverhältnissen bereits in der oberen Unterschallgrenzschicht des Luftstrahls in Form einer Parallelstrahl-Diffusionsflamme verbrennt. Eine Überschall-Flamme bildet sich erst bei einem größeren Druckverhältnis aus, wenn das Brenngas tiefer in den Überschallstrahl eindringt <sup>5)</sup>.

Dagegen setzt die Verbrennung bei tieferen Temperaturen des Luftstrahls zunächst mit einer stark oszillierenden Flamme ein und stabilisiert sich erst nach Überschreiten eines bestimmten Werts des Druckverhältnisses, wie bereits in früheren Untersuchungen festgestellt wurde [15]. Dieser Mindestwert des Druckverhältnisses des Brenngases nimmt zu, wenn die Temperatur weiter abgesenkt wird. Er wird durch visuelle Beobachtung des Flammenbildes bestimmt und als "Zündgrenze" in Abhängigkeit von statischer Temperatur, statischem Druck und Mach-Zahl des Luftstrahls definiert. Unterhalb einer Mindesttemperatur zündet die Flamme auch bei beliebiger Vergrößerung des Druckverhältnisses des Brenngases nicht.

Die Druckverhältnisse an der Zündgrenze, die zwischen ungefähr 3 und 40 variierten, zeigten bei Wiederholungsversuchen maximale Abweichungen, die bei kleinen Druckverhältnissen bis zu 50 %, bei großen Druckverhältnissen höchstens 10 % betragen. Die statische

---

5) Als Kriterium für eine Überschall-Flamme wurde das erst bei größeren Druckverhältnissen des Brenngases deutlich ausgeprägte charakteristische Verdichtungsstoßsystem an der Einblasstelle verwendet (vgl. Abb. 4).



Vor dem deformierten, faßförmigen Verdichtungsstoß  $S_b$  an der Einblasstelle liegt die Kopfwelle  $S_1$ , stromab der Rekompansionsstoß  $S_r$  und mehrere aufeinanderfolgende Kompressionszonen C, hinter denen besonders günstige Reaktionsbedingungen bestehen, so daß hier teilweise isolierte, am helleren Leuchten erkennbare Reaktionszonen vorliegen können. Erst weiter stromab bildet sich eine geschlossene Hauptflamme  $F_b$  aus. Oben, hinter der Einblasstelle liegt ein Totwassergebiet W.

## 2. Konzentrationsmessungen mit Absaugesonden

Zur Untersuchung des lokalen Vermischungs- und Verbrennungsablaufs wurden aus der in Abb. 4 dargestellten Mittelebene des Strömungsfeldes Gasproben abgesaugt. Dem Brenngas wurde ein Tracergas - in der Regel Helium - beigemischt, um aus dem örtlichen Tracer gasanteil im Reaktionsgebiet den Anteil des Injektionsgases, der ohne Verbrennung am Meßort vorhanden wäre (sog. fiktiver Injektionsgasanteil), bestimmen zu können: Bei der massenspektrometrischen Analyse der bei Wasserstoff-Verbrennung im heißen Luftstrahl abgesaugten Gasproben werden die Molenbrüche des unverbrannten Wasserstoffs und des Tracergases sowie des Sauerstoffs und Stickstoffs gemessen. Nach dem früher beschriebenen Rechenverfahren können daraus der Wasseranteil in der abgesaugten Gasprobe <sup>6)</sup> und der zur Beschreibung des Vermischungsverlaufs interessierende fiktive Injektionsgasanteil berechnet werden [21]. Dieser ergibt sich als Summe des Tracergasanteils und des Wasserstoffanteils, der ohne Verbrennung vorhanden wäre.

Als Maß für das Fortschreiten der Reaktion kann die lokale Differenz des fiktiven Injektionsgasanteils und des Restgasanteils, d.h. des tatsächlich in der Probe gemessenen Anteils des noch unverbrannten

---

6) Eine direkte Messung des Wasseranteils wäre unsicher, da beim Absaugen der Gasproben Wasserdampf in der gekühlten Absaugleitung auskondensieren kann. Vor der Gasanalyse wird auch der restliche Wasserdampf mit flüssigem Stickstoff bzw. mit  $CO_2$ -Schnee ausgefroren.

Wasserstoffs zuzüglich des Tracergasanteils, verwendet werden. In Anlehnung an die in der Feuerungstechnik übliche Definition des Ausbrands läßt sich derselbe Sachverhalt auch mit Hilfe des relativen Anteils  $\alpha$  des reagierten Brenngases wiedergeben. Der Wert von  $\alpha$  ergibt sich aus der Rechnung als Verhältnis des Wasseranteils und der Summe der Anteile des unverbrannten Wasserstoffs und des Wassers.

Bei Methan-Verbrennung werden im Massenspektrometer die Molenbrüche des unverbrannten Methans, des Tracergases, des Sauerstoffs sowie des bei der Reaktion gebildeten Wasserstoffs und Kohlendioxids gemessen, außerdem die Summe der Molenbrüche von Stickstoff und Kohlenmonoxid, die wegen ihres nahezu gleichen Molekulargewichts nicht getrennt bestimmt werden konnten. Zur Auswertung der Analysenergebnisse wurde das im Anhang (Teil 1) dargestellte Rechenverfahren entwickelt. Damit lassen sich wie bei der Wasserstoff-Verbrennung der Wasseranteil und der fiktive Injektionsgasanteil berechnen und außerdem die getrennten Anteile von Stickstoff und Kohlenmonoxid.

Der relative Fehler der massenspektrometrisch bestimmten Molenbrüche lag unter 1 %; er lag unter 0,2 %, wenn das Massenspektrometer bei der Analyse von Komponenten geringer Konzentration mit höherer Empfindlichkeit und geringerer Dämpfung betrieben werden konnte. Unter Berücksichtigung der Fehlerfortpflanzung ergibt sich ein maximaler relativer Fehler der fiktiven Injektionsgaskonzentrationen von  $\pm 6$  % bzw.  $\pm 1,2$  %. Der maximale relative Fehler des reagierten Brenngasanteils beträgt bei Absolutwerten, die unterhalb von 0,1 liegen  $\pm 30$  % bzw. 6 % und bei höheren Absolutwerten  $\pm 15$  % bzw.  $\pm 3$  %. Die tatsächliche Streuung der Meßwerte ist jedoch z.T. erheblich geringer.

Da sich beim Einbringen von Sonden in Überschallstrahlen eine Kopfwelle ausbildet, besteht die Möglichkeit, daß in chemisch reagierenden Strömungen die Reaktion hinter der Kopfwelle nach einer Induktionsperiode mit erhöhter Geschwindigkeit weiterläuft. Dadurch kann die Zusammensetzung der abgesaugten Gasproben verfälscht werden, insbesondere, wenn der Abstand zwischen der Kopfwelle und der Sondenmündung von der Größenordnung der Induktionslänge ist. In der

früheren Untersuchung wurde für die Wasserstoff-Verbrennung bei Mach-Zahl 2 gezeigt, daß keine meßbare Verfälschung eintritt, wenn Sonden bis zu etwa 4 mm Durchmesser benutzt werden [21] .

Da in Strömungen mit höherer Mach-Zahl sich zwar der Kopfwellenabstand verkleinert, andererseits aber wegen der größeren relativen Temperatur- und Druckzunahme in der Kopfwelle auch die Induktionslänge kleiner wird, wurde in der vorliegenden Arbeit geprüft, ob sich mit diesen Sonden auch noch bei Mach-Zahlen 3 und 3,5 im interessierenden Druck- und Temperaturbereich repräsentative Gasproben entnehmen lassen. Dazu wurden Kontrollmessungen mit Sonden von 4,4 und 2,3 mm Durchmesser durchgeführt.

Abb. 5 zeigt Schlierenaufnahmen der Sondenkopfwelle in einem Freistrahle mit der Mach-Zahl 3. Während der Kopfwellenabstand bei der dickeren Sonde etwa 0,4 mm beträgt, liegt die Kopfwelle an der Spitze der dünneren Sonde praktisch an <sup>7)</sup>.

Abb. 6 zeigt das Ergebnis von Konzentrationsmessungen, die mit diesen beiden Sonden unter gleichen Versuchsbedingungen beim Einblasen eines  $H_2/He$ -Gemisches in heiße Luftstrahlen der Mach-Zahlen 3 und 3,5 durchgeführt wurden. Aus Abb. 6 a und c ist zu entnehmen, daß die mit beiden Sonden bestimmten fiktiven Anteile des Injektionsgases innerhalb der Fehlergrenze übereinstimmen. Ebenso zeigen die Abbildungen 6 b und d übereinstimmende Werte für den relativen Anteil  $\alpha$  des reagierten Wasserstoffs. Man kann daraus entnehmen, daß auch die Sonde mit 4,4 mm Durchmesser im interessierenden Druck- und Temperaturbereich keine meßbare Verfälschung der Konzentrationsmessungen verursacht. Daher wurden alle im folgenden beschriebenen systematischen Messungen mit dieser Sonde durchgeführt.

---

7) Zum Vergleich: Für Mach-Zahl 2 liegt der Kopfwellenabstand für die Sonden von 3 bis 6 mm Durchmesser zwischen 0,5 und 1,5 mm [21] .

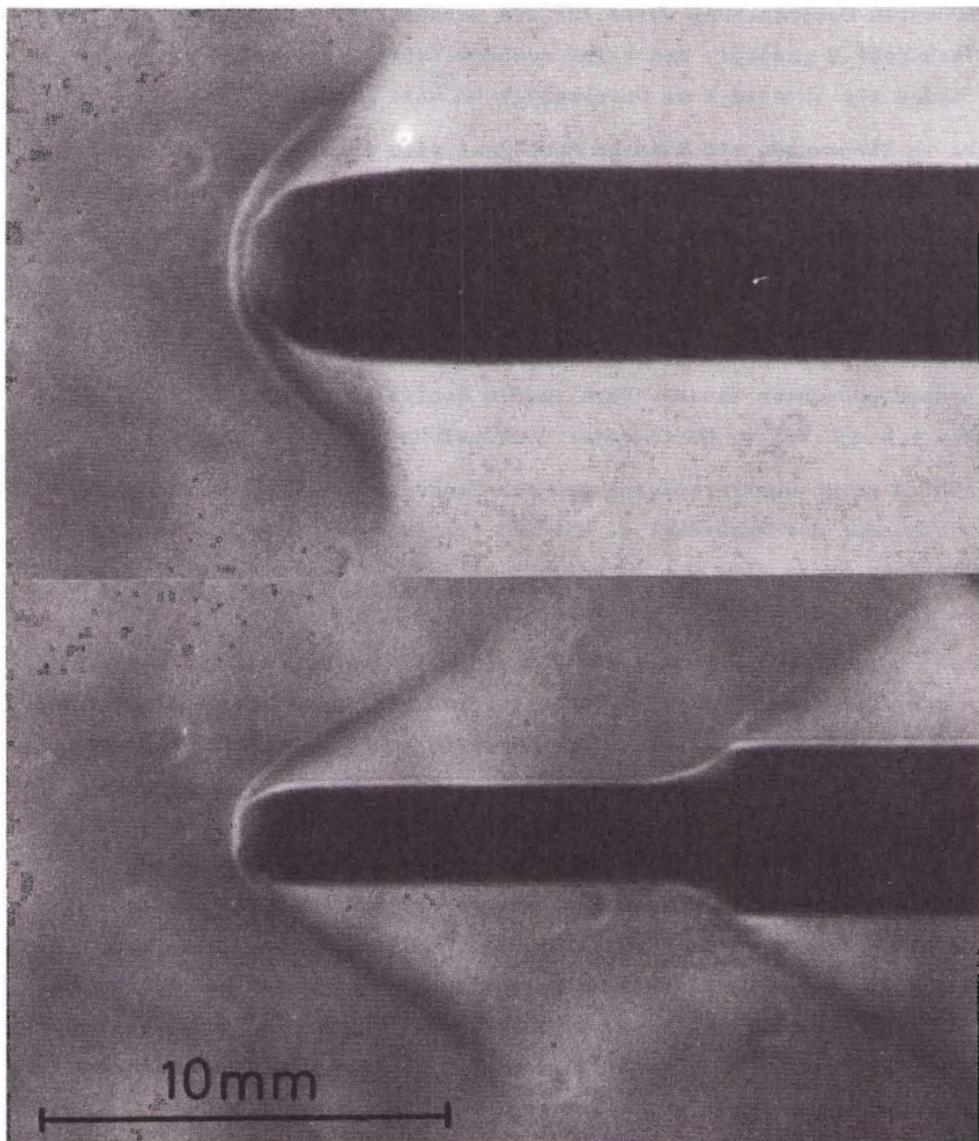


Abb. 5: Schlierenaufnahmen von Sondenkopfwellen im Freistrahls mit der Mach-Zahl 3

Durchmesser der Sonden 4,4 mm (oben) und 2,3 mm (unten)

statische Temperatur des Luftstrahls  $T_s = 1400 \text{ K}$

statischer Druck  $p_K = 0,4 \text{ bar}$

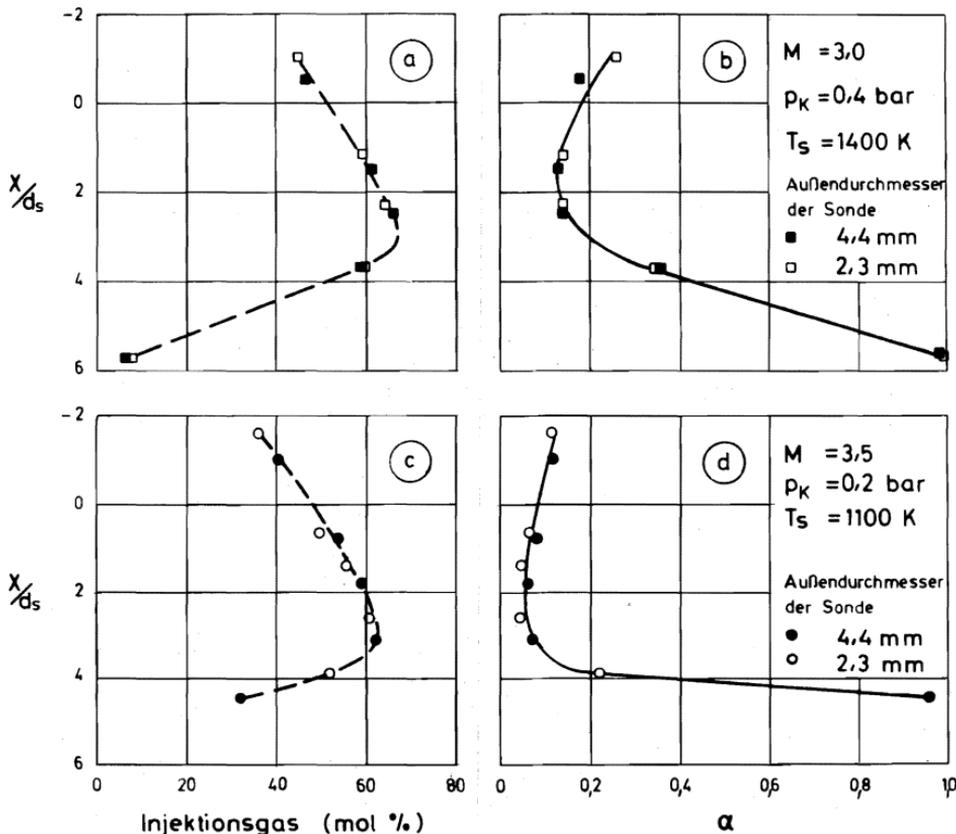


Abb. 6: Vergleich der Ergebnisse von Sondenmessungen mit Sonden unterschiedlicher Spitzendurchmesser beim Einblasen von Wasserstoff mit 20 mol % Helium in heiÙe Überschall-Luftstrahlen

links: Verteilung des fiktiven Injektionsgasanteils  
 rechts: Verteilung des relativen Anteils  $\alpha$  des reagierten Wasserstoffs

	Abb. 6 a und b	Abb. 6 c und d
Mach-Zahl des Luftstrahls	$M = 3$	$M = 3,5$
statische Temperatur	$T_s = 1400 \text{ K}$	$T_s = 1100 \text{ K}$
statischer Druck	$p_K = 0,4 \text{ bar}$	$p_K = 0,2 \text{ bar}$
Druckverhältnis des Injektionsgases $p_{os}/p_K$	$= 21$	
MeÙebene $Y/d_s$	$= 25$	

#### IV. Einfluß des statischen Drucks

##### 1. Strömungsfeld und Vermischung

Der Einfluß des statischen Drucks auf das Strömungsfeld wurde aus Versuchen entnommen, bei denen Argon mit konstantem Druckverhältnis bei Drücken zwischen 1 bar und 0,1 bar in Luftstrahlen konstanter Machzahl und konstanter Temperatur eingeblasen wurde.

In Abb. 7 sind als Beispiel zwei Detailvergrößerungen aus Schlieraufnahmen bei 0,7 bar und 0,3 bar wiedergegeben, in denen links die Mündung der Laval-Düse als dunkler Rand, oben die Mündung der Sekundärdüse, außerdem das faßförmige Verdichtungsstoßsystem an der Einblasstelle mit der davorliegenden Kopfwelle und der Rekompaktionsstoß zu erkennen sind. Der genaue Vergleich ergibt, daß die Stoßkonfiguration bei sonst gleichen Versuchsbedingungen durch den statischen Druck nicht beeinflußt wird. Das Ergebnis war zu erwarten, da unter den vorliegenden Bedingungen das Impulsstromverhältnis zwischen Luftstrahl und Argonstrahl unverändert bleibt und Reibungsverluste offenbar noch keine wesentliche Rolle spielen.

Der gleiche Sachverhalt ergibt sich auch aus Messungen der Injektionsgasverteilungen. Abb. 8 zeigt entsprechende Messungen in der Ebene  $Y/d_s = 25$ , d.h. 37,5 mm hinter der Einblasstelle, für das Einblasen von Argon bzw.  $H_2/He$ -Gemischen mit etwa 18 mol % Helium bei statischen Drücken zwischen 0,2 bar und 1 bar. In beiden Fällen beträgt das Druckverhältnis der Injektionsgase 21, die Mach-Zahl des Luftstrahls 2 und die statische Temperatur 1400 K. Sowohl die gemessenen Argonverteilungen als auch die berechneten Verteilungen des fiktiven Injektionsgasanteils für die Wasserstoff-Verbrennung sind innerhalb der Fehlergrenzen nicht vom statischen Druck abhängig.

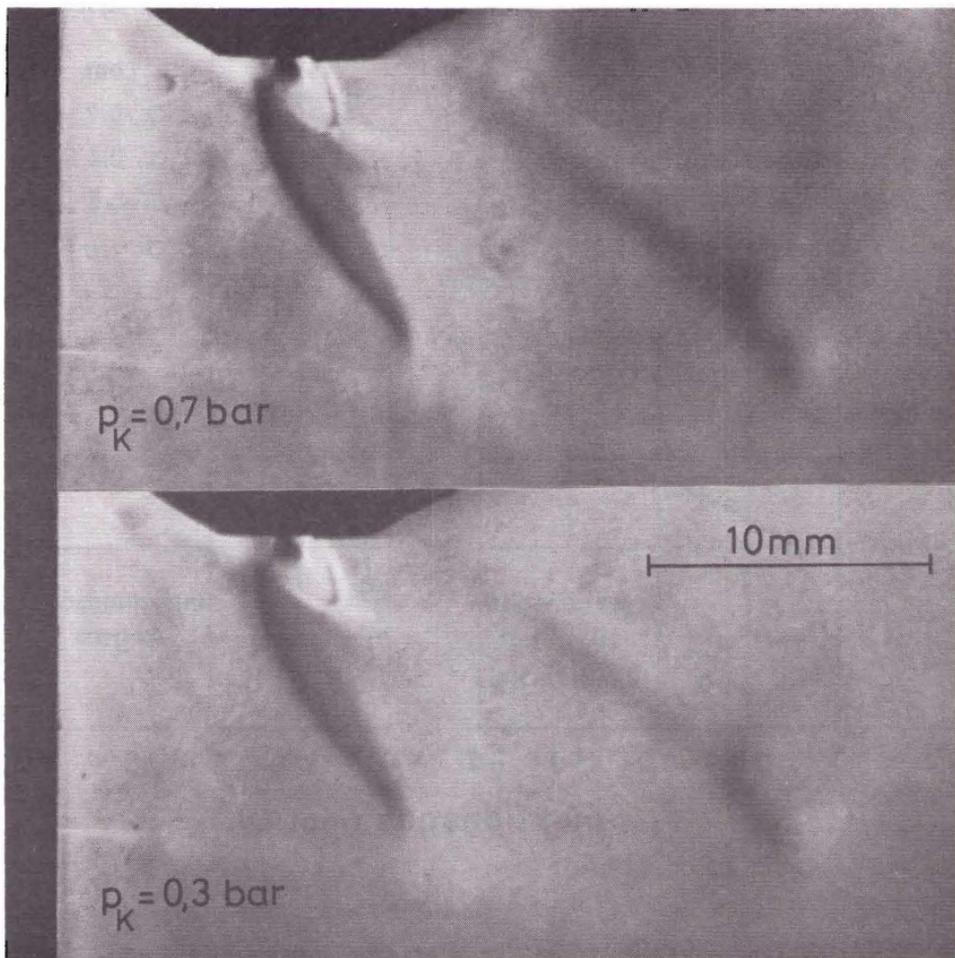


Abb. 7: Schlierenaufnahmen des Strömungsfeldes beim Einblasen von Argon in Luftstrahlen mit unterschiedlichem statischem Druck  $p_K$

Mach-Zahl des Luftstrahls  
statische Temperatur  
Druckverhältnis des Argons

$M = 2$   
 $T = 1200 \text{ K}$   
 $p_{os}^s / p_K = 21$

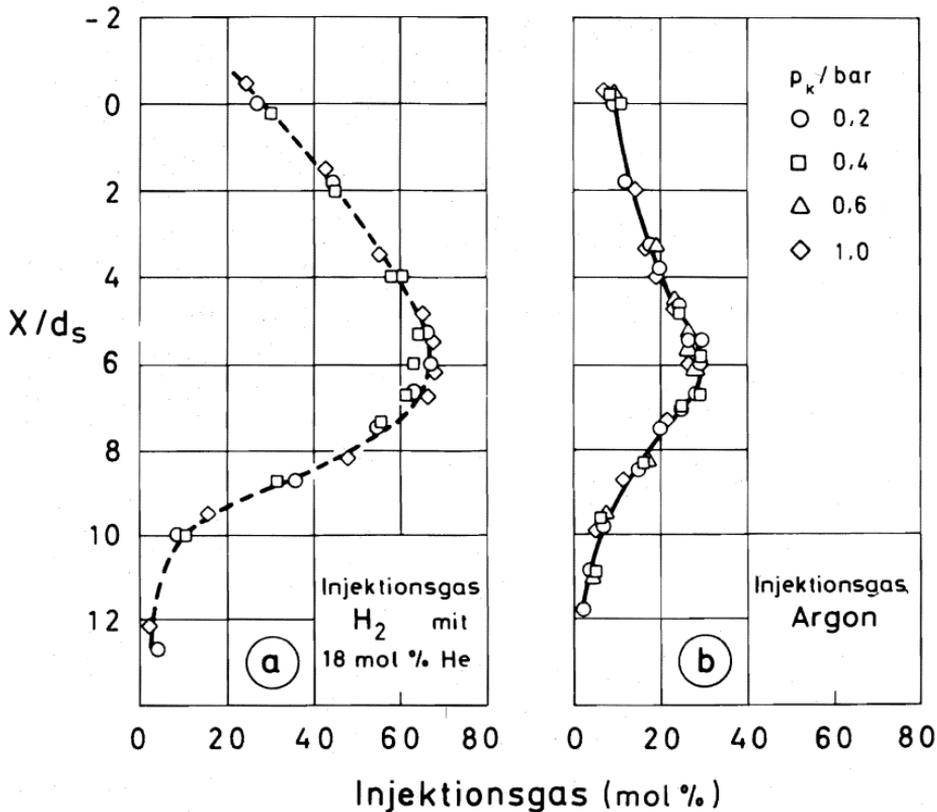


Abb. 8: Injektionsgasverteilungen für statische Drücke  $p_K$  zwischen 0,2 bar und 1 bar für das Einblasen von  $H_2/He$ -Gemischen und Argon

Mach-Zahl des Luftstrahls  
 statische Temperatur  
 Druckverhältnis des Injektionsgases  
 Meßebene  $Y/d_s = 25$

$M = 2$   
 $T = 1400 \text{ K}$   
 $p_{os}^s / p_K = 21$

Zu dem gleichen Ergebnis führen auch Messungen des Pitot-Drucks. Abb. 9 zeigt als Beispiel Meßwerte für das Einblasen von Argon in einen Luftstrahl mit der Mach-Zahl 2,5 bei statischen Drücken von 0,2 , 0,4 und 0,6 bar. Auch hier läßt sich die auf den statischen Druck  $p_K$  bezogene Verteilung des Pitot-Drucks innerhalb der Meßgenauigkeit durch eine gemeinsame Ausgleichskurve wiedergeben.

Aus den vorliegenden Ergebnissen kann gefolgert werden, daß das Strömungsfeld und die Vermischung des Injektionsgases mit dem Luftstrahl in dem untersuchten Druck- Temperatur- und Mach-Zahlbereich unabhängig vom statischen Druck sind.

## 2. Verbrennung

Den Einfluß des statischen Drucks auf das Erscheinungsbild der Wasserstoff-Flamme zeigt die in Abb. 10 wiedergegebene typische Serie von Eigenlichtaufnahmen, die bei statischen Drücken von 1 bar, 0,6 bar und 0,4 bar aufgenommen wurden. Die Mach-Zahl des Luftstrahls beträgt 2, die statische Temperatur 1200 K und das Druckverhältnis des Wasserstoffs 21.

Mit abnehmendem Druck streckt sich die Hauptflamme in die Länge, so daß sie bei 0,4 bar aus dem gezeigten Bildausschnitt fast verschwunden ist. Die Zunahme der Flammenlänge ist auf die Verschlechterung der reaktionskinetischen Bedingungen zurückzuführen, da die Reaktionsgeschwindigkeit der auftretenden Kettenreaktionen proportional zum Druck und die Dreierstoßreaktionen proportional zum Quadrat des Drucks ist [27]<sup>8)</sup>.

---

8) Die Reaktionsgeschwindigkeit wird meist definiert als zeitliche Änderung der Molzahl einer Komponente pro Volumeneinheit bezogen auf die Gesamt molzahl pro Volumeneinheit. Unter der Voraussetzung, daß sich die Reaktionspartner wie ideale Gase verhalten, läßt sich für die so definierte Reaktionsgeschwindigkeit  $W$  ableiten:  $W \sim p^{n-1}$ , wobei  $n$  die Reaktionsordnung bezeichnet. Da die elementaren Kettenreaktionen von 2. Ordnung und die Dreierstoßreaktionen von 3. Ordnung sind, verhalten sich demnach die Reaktionsgeschwindigkeiten proportional zum Druck bzw. zum Quadrat des Drucks.

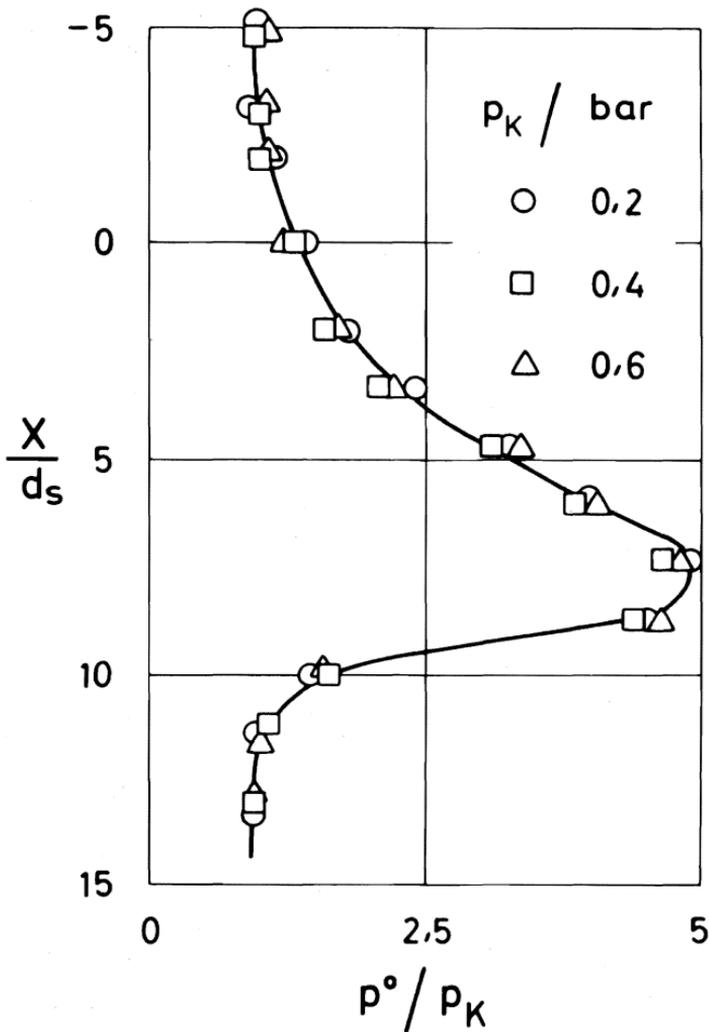


Abb. 9: Verlauf des bezogenen Pitot-Drucks  $p^0/p_K$  beim Einblasen von Argon in Luftstrahlen mit drei verschiedenen statischen Drücken  $p_K$

Mach-Zahl des Luftstrahls  
 statische Temperatur  
 Druckverhältnis des Argons  
 Meßebene  $Y/d_s = 25$

$M = 2,5$   
 $T_s = 1400$  K  
 $p_{os}/p_K = 21$

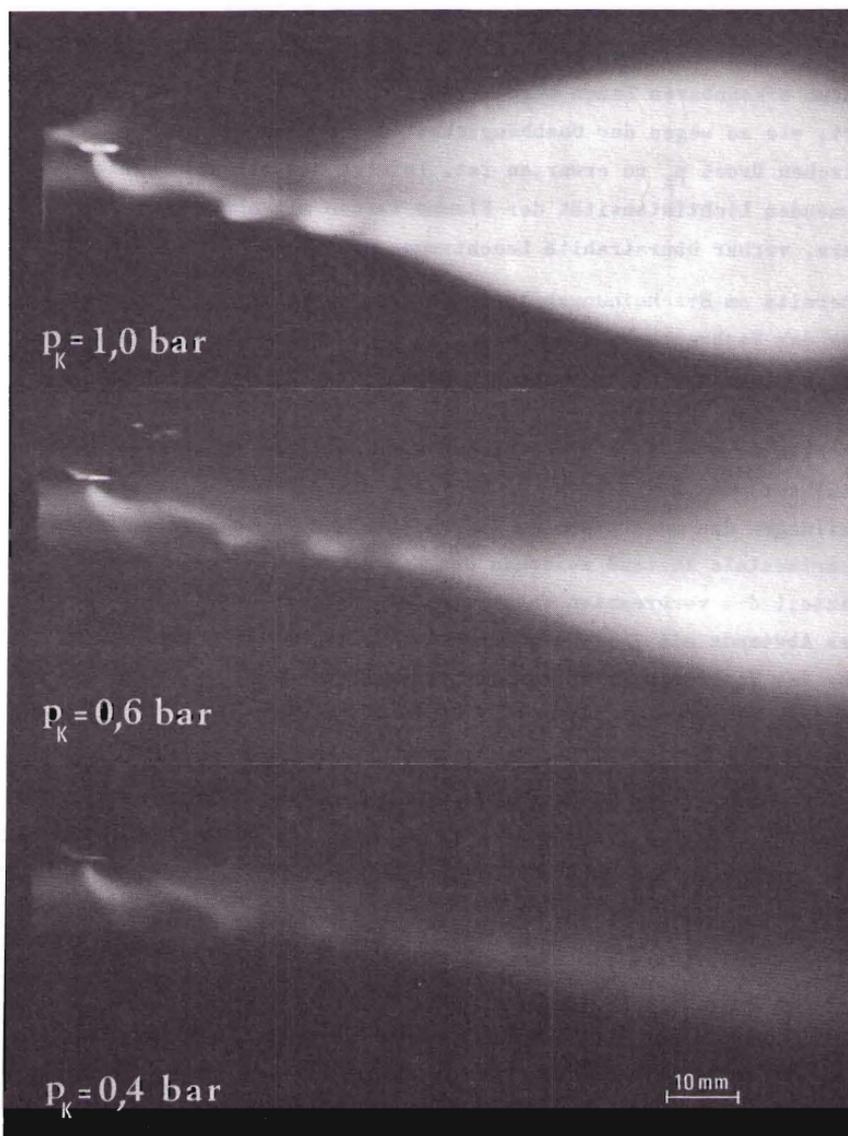


Abb. 10: Eigenlichtaufnahmen von Wasserstoff-Flammen bei verschiedenen statischen Drücken  $p_K$

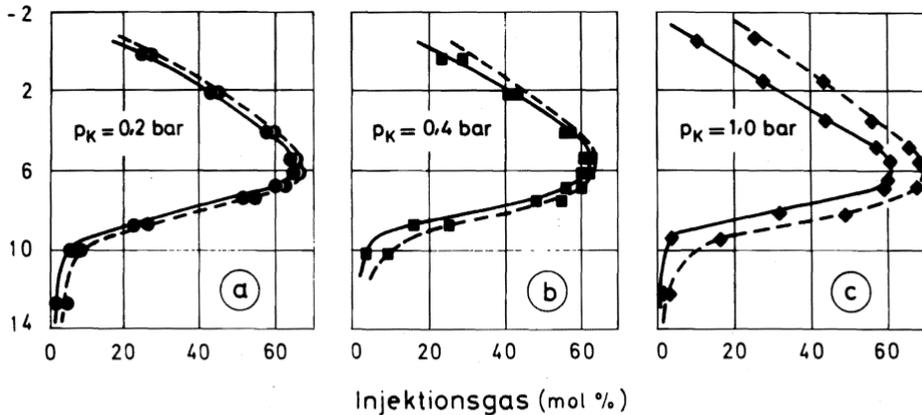
Mach-Zahl des Luftstrahls  
statische Temperatur  
Druckverhältnis des Wasserstoffs

$M = 2$   
 $T_s = 1200 \text{ K}$   
 $p_{os}/p_K = 21$

Aus dem Vergleich der Aufnahmen ist zu entnehmen, daß sich die Lage der hinter den Kompressionsgebieten gelegenen, am hellen Leuchten erkennbaren Zonen begünstigter chemischer Reaktion nicht ändert, wie es wegen der Unabhängigkeit des Strömungsfeldes vom statischen Druck  $p_K$  zu erwarten ist. Infolge der mit der Dichte abnehmenden Lichtintensität der Flamme werden mit abnehmendem Druck weitere, vorher überstrahlte Leuchtzonen sichtbar.

Die bereits am Erscheinungsbild der Flamme ersichtliche Verschlechterung der Verbrennungsbedingungen mit abnehmendem Druck wird durch die Ergebnisse von Sondenmessungen bestätigt. Als Beispiel ist die bereits in Abb. 8 a gezeigte Verteilung des fiktiven Injektionsgasanteils in Abb. 11 a bis c nochmals dargestellt (gestrichelte Kurven) zusammen mit den für die verschiedenen Drücke  $p_K$  gemessenen Verteilungen des unverbrannten Injektionsgases (ausgezogene Kurven). Der horizontale Abstand zwischen den Kurven ist also ein Maß für den Anteil des verbrannten Wasserstoffs. Aus der deutlichen Abnahme dieses Abstands mit fallendem Druck ist die erhebliche Verschlechterung der Verbrennungsbedingungen zu ersehen.

Diese Ergebnisse sind in Abb. 11 d zusammengefaßt; sie zeigt den Verlauf des relativen Anteils  $\alpha$  des reagierten Wasserstoffs über dem Strahlquerschnitt. Im brenngasreichen Gebiet, d.h. im Bereich des Konzentrationsmaximums bei  $X/d_s = 6$ , durchlaufen die Kurven Minima, während sie in den äußeren Zonen des Vermischungsgebiets ansteigen. Aus dem Diagramm ist zu entnehmen, daß die Wirkung der Druckabsenkung auf den Verbrennungsablauf in den einzelnen Strahlbereichen unterschiedlich ist. Dies dürfte auf die ungleichmäßige Druck- und Temperaturverteilung zurückzuführen sein, die u.a. durch die Lage der Verdichtungsstöße und Kompressionszonen bestimmt wird.



$X/d_s$

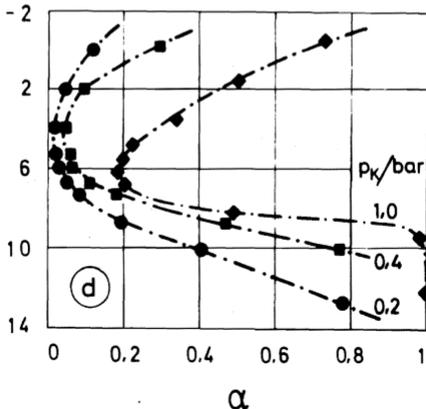


Abb. 11: Einfluß des statischen Drucks  $p_K$  des Luftstrahls auf den Verbrennungsablauf beim Einblasen von  $H_2/He$ -Gemischen mit etwa 18 mol % Helium

a, b, c Verteilung des fiktiven Injektionsgasanteils (gestrichelt) und des unverbrannten Injektionsgasanteils (durchgezogen)

d relativer Anteil  $\alpha$  des reagierten Brenngases

Mach-Zahl des Luftstrahls  $M = 2$   
 statische Temperatur  $T_s = 1400 \text{ K}$   
 Druckverhältnis des Injektionsgases  $p_{os}/p_K = 21$   
 Meßebene  $Y/d_s = 25$

Da nach Abb. 8 a auch bei Wasserstoff-Verbrennung kein merklicher Einfluß des statischen Drucks auf die Vermischung beobachtet wird, andererseits aber die Verbrennung deutlich vom Druck abhängt, kann gefolgert werden, daß die Verbrennung im untersuchten Strömungsgebiet offenbar keinen nennenswerten Einfluß auf die Vermischung hat. Um dies experimentell zu überprüfen, wurden Vergleichsversuche mit reinem Helium und mit einem  $H_2/Ar$ -Gemisch mit dem Molekulargewicht  $4g/mol$  einmal bei der niedrigen statischen Temperatur von  $170 K$  und zum anderen bei der hohen Temperatur von  $1400 K$  durchgeführt.

Abb. 12 a zeigt die Ergebnisse für die Meßebene  $Y/d_s = 34$ . Man erkennt, daß die Konzentrationsprofile beider Injektionsgase sowohl für die niedrige als auch für die hohe Temperatur jeweils zusammenfallen. Im untersuchten Strömungsgebiet hinter der Einblasstelle hat demnach bei gleichem Molekulargewicht des Injektionsgases, d.h. bei gleichem Molstrom, weder die Gasart noch die chemische Reaktion einen merklichen Einfluß auf die Vermischung des Injektionsgases mit dem Luftstrahl.

Der Vergleich der Konzentrationsprofile in Abb. 12 a ergibt weiter, daß bei gleichem Molstrom der eingeblasenen Gase bei der höheren Temperatur des Luftstrahls zwar größere Absolutwerte des Injektionsgasgehalts vorliegen <sup>9)</sup>, die Lage der Konzentrationsprofile im Strömungsfeld jedoch annähernd gleich bleibt. In Abb. 12 b sind neben der aus Abb. 12 a übertragenen Verteilung für Helium und das  $H_2/Ar$ -Gemisch mit dem Molekulargewicht  $4g/mol$  auch die Konzentrationsprofile für ein  $CH_4/He$ - und ein  $H_2/He$ -Gemisch mit den Molekular-

---

<sup>9)</sup> Die größeren Absolutwerte des Injektionsgasgehalts im heißen Luftstrahl sind darauf zurückzuführen, daß der Molstrom des Luftstrahls mit zunehmender Temperatur abnimmt, während der Molstrom des Sekundärgases konstant bleibt. Bekanntlich ist der Molstrom durch eine Düse bei konstantem Ruhedruck umgekehrt proportional zur Quadratwurzel aus der Ruhetemperatur und dem Molekulargewicht, sofern im engsten Querschnitt die Schallgeschwindigkeit erreicht wird.

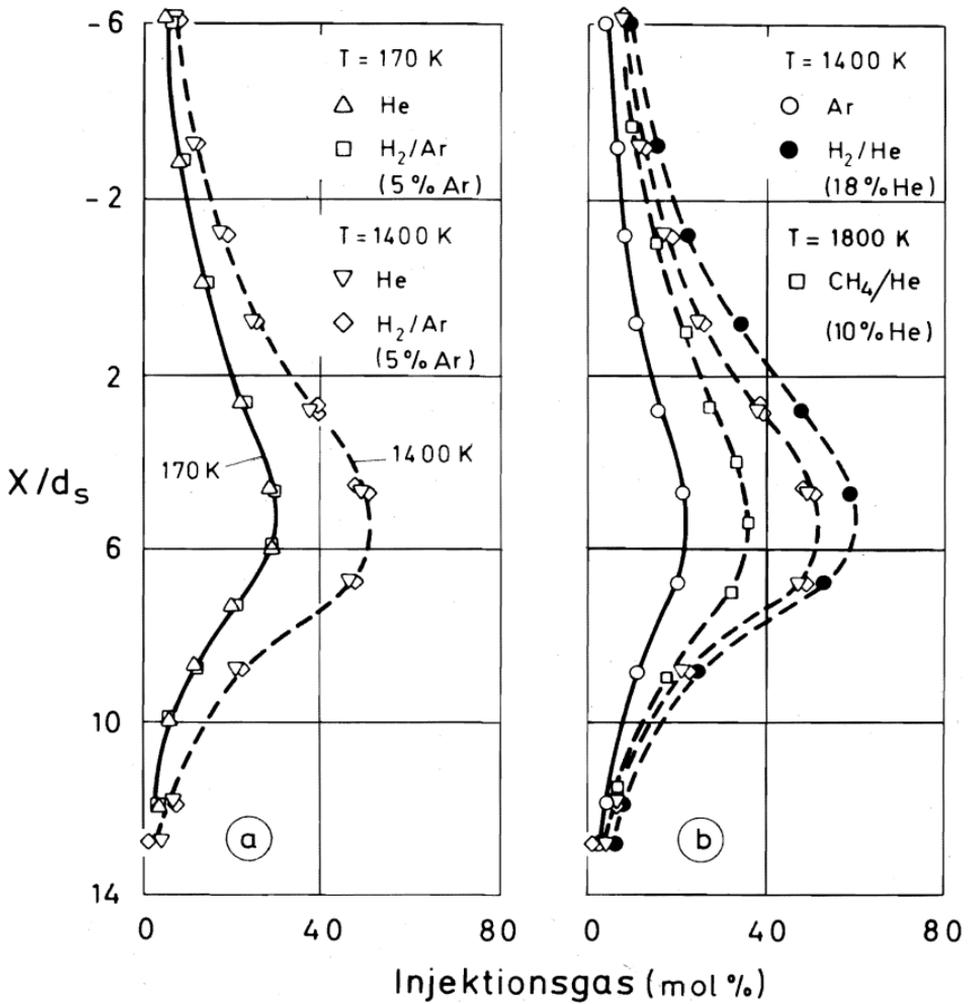


Abb. 12:

a Injektionsgasverteilungen beim Einblasen von He und eines H<sub>2</sub>/Ar-Gemischs mit dem Molekulargewicht 4 g/mol in den kälten und heißen Luftstrahl

b Verteilungen verschiedener Injektionsgase

gestrichelte Kurven: Verteilungen des fiktiven Injektionsgasgehalts

durchgezogene Kurven: direkt gemessene Injektionsgasverteilungen

Mach-Zahl des Luftstrahls

$$M = 2$$

Druckverhältnis der Injektionsgase

$$p_{os}/p_K = 21$$

statischer Druck

$$p_K = 0,2 \text{ bar}$$

Meßebene  $Y/d_s = 34$

gewichten 14,8 bzw. 2,36 g/mol und für Argon wiedergegeben. Wie schon in einer früheren Untersuchung für Argon und Helium gezeigt wurde, nehmen die Absolutwerte des Injektionsgasgehalts erwartungsgemäß mit steigendem Molekulargewicht des eingeblasenen Gases systematisch ab<sup>9)</sup>, während die Konzentrationsmaxima und Fußpunkte nahezu an der gleichen Stelle liegen [21].

### 3. Zündung

Der Einfluß des statischen Drucks auf die Zündbedingungen beim Einblasen von Wasserstoff und Methan in einen Luftstrahl der Mach-Zahl 2 ist in Abb. 13 dargestellt. Als Meßpunkt ist für das Druckverhältnis, mit dem das Brenngas eingeblasen wird, jeweils die niedrigste statische Temperatur des Luftstrahls eingetragen, bei der die Zündung einsetzt. Oberhalb der Ausgleichskurven für konstante Drücke liegt das Gebiet stabiler Verbrennung.

Bei der Wasserstoff-Verbrennung erfordert die Abnahme der statischen Temperatur bei konstantem Druck eine Vergrößerung des für stabile Zündung erforderlichen Druckverhältnisses des Brenngases. Dies kann, wie bereits früher gezeigt wurde, mit dem Aufsteilen der vor dem Brenngasstrahl liegenden Kopfwelle erklärt werden [15]. Unterhalb einer Mindesttemperatur ist auch bei weiterer Vergrößerung der Druckverhältnisse keine Verbrennung möglich. Die Mindesttemperatur für stabile Verbrennung nimmt mit abnehmendem statischen Druck deutlich zu. Sie beträgt etwa 820 K bei 1 bar und etwa 1200 K bei 0,2 bar. Entsprechend verschieben sich die Grenzkurven des Bereichs stabiler Verbrennung - abgesehen von dem Bereich sehr kleiner Druckverhältnisse ( $p_{os}/p_K \leq 4$ ) - auch bei mittleren und kleineren Druckverhältnissen des Brenngases zu höheren Temperaturen. In diesem Bereich muß bei konstanter Temperatur des Luftstrahls das zur Stabilisierung der Flamme erforderliche Druckverhältnis des Brenngases bei Druckabsenkung vergrößert werden, beispielsweise für die statische Temperatur 1100 K von  $p_{os}/p_K = 5$  bei 1 bar auf 12 bei 0,4 bar. Unterhalb von 0,4 bar zündet die Flamme bei dieser Temperatur nicht.

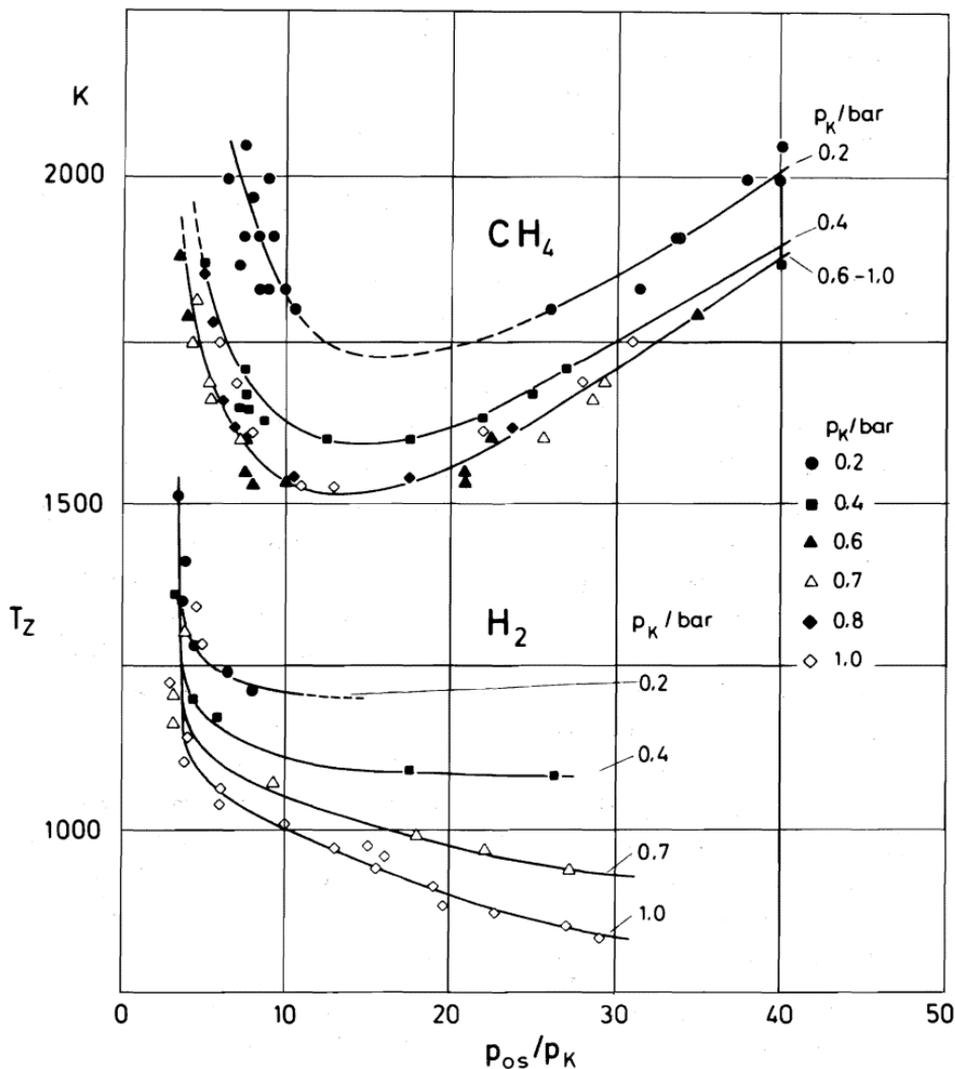


Abb. 13: Die statische Temperatur  $T_z$  an der Grenze des Bereichs stabiler Verbrennung in Abhängigkeit vom Druckverhältnis  $p_{0s}/p_K$  der Brenngase Wasserstoff und Methan für verschiedene statische Drücke  $p_K$   
Mach-Zahl des Luftstrahls  $M = 2$

Oberhalb der Mindesttemperatur blieben die Wasserstoff-Flammen im gesamten Druckbereich bis zu Druckverhältnissen um 100 stabil. Dieser Befund unterscheidet sich qualitativ von den früher für die Wasserstoff-Verbrennung bei 1 bar mitgeteilten Ergebnissen, nach denen die Zündtemperatur bei Druckverhältnissen über  $\approx 25$  wieder anstieg [15, 17], ähnlich wie dies in Abb. 13 für Methan zu sehen ist. Der Grund für die unterschiedlichen Ergebnisse liegt vermutlich darin, daß die früheren Versuche mit einer wesentlich kleineren, seitlich offenen Versuchskammer durchgeführt wurden.

Bei der Methan-Verbrennung liegen die Mindesttemperaturen für stabile Zündung wegen der unterschiedlichen Reaktionsmechanismen und Reaktionsgeschwindigkeiten in Übereinstimmung mit früheren Ergebnissen für 1 bar um 600 bis 700 K höher als für Wasserstoff. Im Unterschied zur Wasserstoff-Verbrennung führt die Absenkung des statischen Drucks beim Methan erst unterhalb 0,6 bar zu einer merklichen Erhöhung der Zündtemperatur. Außerdem durchlaufen die Grenzkurven des Bereichs stabiler Verbrennung Minima, wie dies früher für Methan und Wasserstoff gefunden wurde (s.o.). Die minimale Zündtemperatur beträgt 1500 K für Drücke von 0,6 bar bis 1 bar und 1750 K für 0,2 bar. Aufgrund der visuellen Beobachtung ist das Abreißen der Flamme bei weiterer Erhöhung des Druckverhältnisses darauf zurückzuführen, daß der Brenngasstrahl den Luftstrahl durchbricht und so schnell durchsetzt, daß die Hauptflamme nicht durchzündet. Bei einer Kanalströmung, wie sie z.B. in Brennkammern vorliegt, sollte dieser Effekt nicht auftreten.

Wie bereits früher gezeigt wurde, können die unterschiedlichen Zündtemperaturen von Wasserstoff- und Methan-Flammen qualitativ damit erklärt werden, daß die von Druck, Temperatur und Gasart abhängigen Induktionszeiten beim Einsetzen der Zündung etwa von gleicher Größenordnung sind [15]. In ähnlicher Weise sollte sich auch der Einfluß des statischen Drucks auf die Zündtemperatur aus der Abhängigkeit der Induktionszeit vom Druck erklären lassen:

Für stöchiometrische Wasserstoff-Luft-Gemische ist der Druck- und Temperatureinfluß auf die Induktionszeit im Bereich zwischen 0,1 und 10 bar bzw. 1000 und 1900 K von Schmalz und von Momtchiloff et al. untersucht worden [27,28]. Nach [27] ergibt sich beispielsweise für eine statische Temperatur von 1200 K im Druckbereich zwischen 0,1 und 4 bar bei einer Druckabsenkung um den Faktor 5 eine Zunahme der Induktionszeit, die durch eine Temperaturerhöhung von etwa 400 K kompensiert werden kann<sup>10)</sup>. Dieses Ergebnis ist zu vergleichen mit Abb. 13, wonach die Mindesttemperatur für stabile Wasserstoff-Flammen von 800 auf 1200 K, d.h. um 400 K zunimmt, wenn der Druck von 1 bar um den Faktor 5 auf 0,2 bar abgesenkt wird. Bei diesem Vergleich ist allerdings zu berücksichtigen, daß für die Zündung des transversal zugeführten Brenngases nicht die statischen Temperaturen und Drücke im ungestörten Luftstrahl, sondern die höheren Werte hinter der Kopfwelle bzw. in anderen Kompressionszonen maßgeblich sind.

Es sollte demnach möglich sein, bei genauerer Kenntnis des Strömungs- und Temperaturfeldes auch die Druckabhängigkeit der Zündbedingungen in Überschall-Diffusionsflammen mit transversaler Brenngaseinblasung auf die Druck- und Temperaturabhängigkeit der Induktionszeiten von vorgemischten Brenngas-Luft-Gemischen zurückzuführen.

---

<sup>10)</sup> Nimmt der Druck bei 1200 K z.B. von 1 bar auf 0,2 bar ab, so vergrößert sich die Induktionszeit von etwa  $4 \times 10^{-5}$  auf  $2 \times 10^{-4}$  s. Der ursprüngliche Wert wird wieder erreicht, wenn bei 0,2 bar die Temperatur von 1200 K auf 1600 K erhöht wird.

## V. Einfluß der Mach-Zahl

### 1. Strömungsfeld und Vermischung

Der Einfluß der Mach-Zahl auf Strömungsfeld und Vermischung wurde in vergleichenden Versuchen ermittelt, bei denen Argon und  $H_2/He$ -Gemische mit dem konstanten Druckverhältnis 21 in heiße Luftstrahlen mit Mach-Zahlen zwischen 1,5 und 3,5 und statischen Drücken zwischen 0,1 bar und 0,4 bar eingeblasen wurden. In diesem Druck- und Mach-Zahl-Bereich dürften realistische Werte der Luftzustände am Brennkammereintritt von Hyperschall-Staustrahltriebwerken beim Flug in großen Höhen liegen [29] .

Abb. 14 zeigt eine Serie von Schlierenaufnahmen des Strömungsfeldes beim Einblasen von Argon in Luftstrahlen mit verschiedenen Mach-Zahlen. Mit zunehmender Mach-Zahl wird die Strömung hinter der Einblasestelle durch die Zunahme des Impulsstromverhältnisses zwischen Primär- und Sekundärstrahl weniger stark nach unten abgelenkt und das gesamte Verdichtungsstoßsystem stromabwärts gestreckt. Dies ist in den Aufnahmen z.B. am flacheren Verlauf der Kopfwelle und an der Verlagerung der ersten Kompressionszone zu erkennen.

Zur quantitativen Ermittlung des Einflusses der Mach-Zahl auf die Vermischung wurden Sondenmessungen mit Argon und  $H_2/He$ -Gemischen als Injektionsgasen durchgeführt. In Abb. 15 sind vertikale Argon-Konzentrationsverteilungen für die Meßebene  $Y/d_g = 25$  wiedergegeben. Aus dem Vergleich der Verteilungen für  $M = 1,5$  bis 3,5 ist zu ersehen, daß sich die Maxima und die unteren Flanken der Argon-Konzentrationsprofile mit zunehmender Mach-Zahl nach oben verschieben. Oberhalb von  $M = 2,5$  verlagern sich die Maxima jedoch nur noch sehr wenig und die oberen Profilflanken unterscheiden sich kaum, während sich die unteren Profilfußpunkte weiterhin deutlich nach oben verschieben. Die Konzentrationswerte in den Maxima nehmen bei einer Steigerung der Mach-Zahl von 1,5 auf 3,5 von etwa 28 mol % auf 18 mol % ab, was im wesentlichen mit der Zunahme des Luftmengenstroms zu erklären ist.

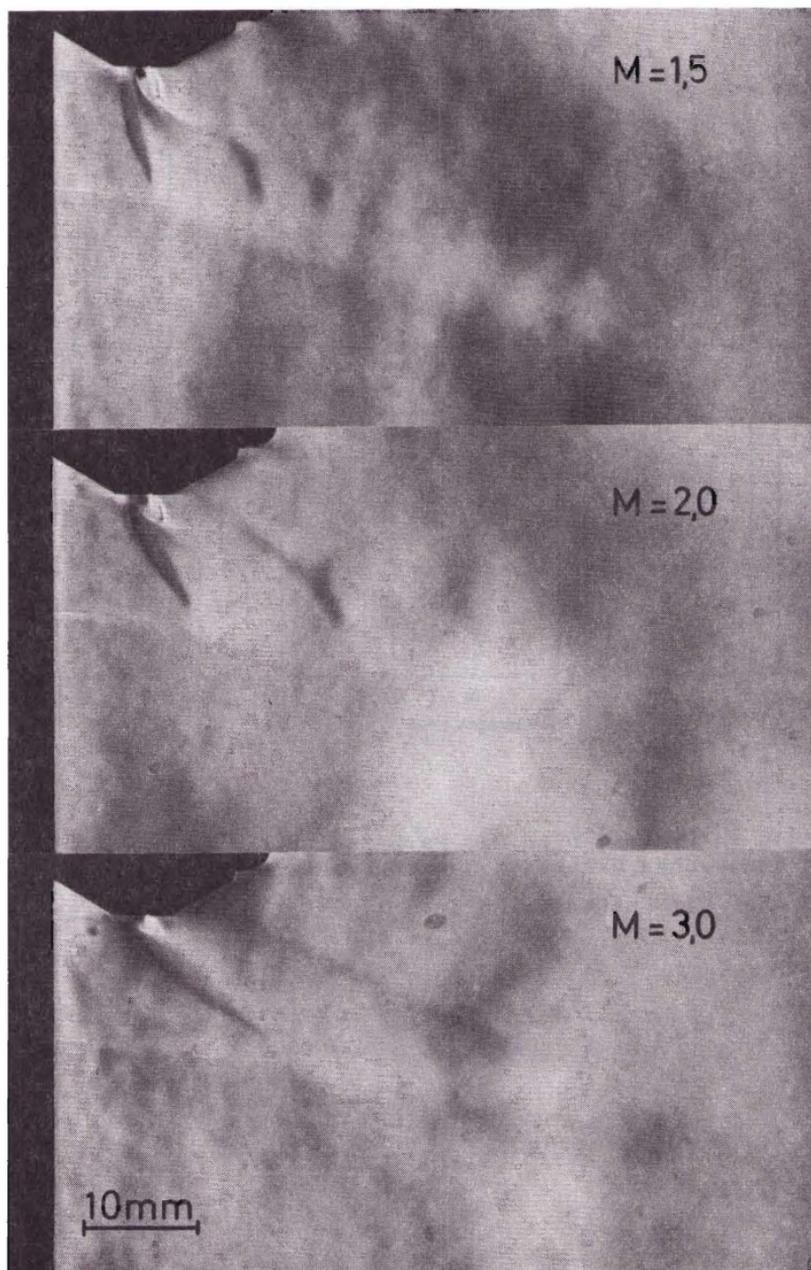


Abb. 14: Schlierenaufnahmen des Strömungsfeldes beim Einblasen von Argon mit dem Druckverhältnis 21 in Luftstrahlen mit verschiedenen Mach-Zahlen  $M$

statische Temperatur der Luftstrahlen  $T_s = 1400 \text{ K}$   
statischer Druck  $p_k = 0,4 \text{ bar}$

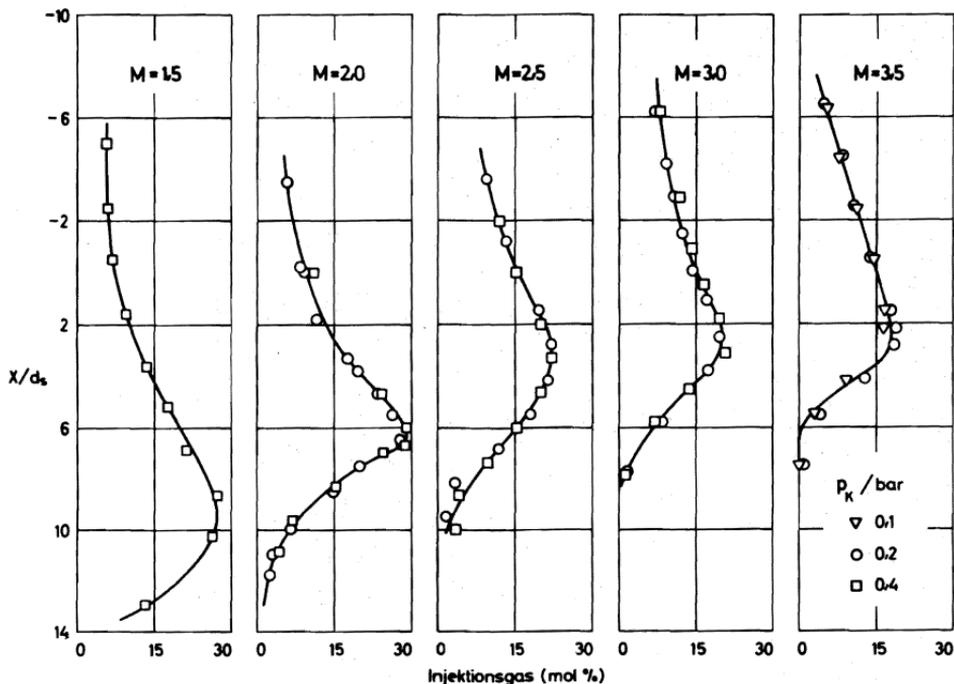


Abb. 15:

Argon-Verteilungen in Luftstrahlen mit Mach-Zahlen M zwischen 1,5 und 3,5 und statischen Drücken  $p_K$  zwischen 0,1 und 0,4 bar

statische Temperatur der Luftstrahlen  $T_s = 1400$  K für M = 1,5 bis 3  
 $T_s = 1200$  K für M = 3,5

Druckverhältnis des Argons

$$p_{os}/p_K = 21$$

Meßebene

$$Y/d_s = 25$$

Ergänzende Messungen des Pitot-Drucks bei  $M = 1,5$  ergeben, daß in diesem Strömungsquerschnitt der untere Fußpunkt der Staudruckverteilung etwa bei  $X/d_s = 13$  liegt und daß im gesamten Vermischungsgebiet bereits eine Unterschallströmung vorliegt <sup>11)</sup>. Da im Vertikalabstand  $X/d_s = 13$  noch etwa 13 mol % Argon gefunden werden, folgt, daß bei dieser relativ kleinen Mach-Zahl ein Teil des Injektionsgases den Luftstrahl durchbrochen hat.

Für  $H_2/He$ -Gemische mit etwa 18 mol % Helium, die unter sonst gleichen Bedingungen in Luftstrahlen verschiedener Mach-Zahlen eingeblasen wurden, ist der Vermischungsablauf anhand der fiktiven Konzentrationsverteilungen in den Meßebenen  $Y/d_s = 14, 25$  und  $34$  in Abb. 16 dargestellt. In allen Meßebenen verlagern sich die Maxima und Fußpunkte der Konzentrationsverteilungen mit zunehmender Mach-Zahl nach oben; die Vergrößerung der Mach-Zahl des Luftstrahls bei gleichem Druckverhältnis des Injektionsgases führt damit zu einer Verringerung der Eindringtiefe. Wie beim Einblasen von Argon verschieben sich auch hier für die Meßebenen  $Y/d_s \approx 25$  die Konzentrationsmaxima weniger weit nach oben als die Fußpunkte, insbesondere bei Mach-Zahlen oberhalb von 2,5. Das führt dazu, daß das Vermischungsgebiet am unteren Strahlrand mit zunehmender Mach-Zahl enger wird. Lediglich in der weiter stromauf gelegenen Meßebene  $Y/d_s = 14$  tritt dieser Effekt nicht ausgeprägt in Erscheinung.

---

11) Mit Hilfe gasdynamischer Beziehungen läßt sich aus dem Pitot-Druck die Mach-Zahl einer Strömung berechnen, wenn der statische Druck bekannt ist. In den weiter stromab gelegene Meßebenen  $Y/d_s \approx 25$  dürften sich lokale Unterschiede des statischen Drucks im Strömungsfeld weitgehend ausgeglichen haben, so daß für die Rechnung der statische Druck dem Druck in der Versuchskammer gleichgesetzt werden kann. Dies wird durch Messungen an ebenen Platten, durch die Sekundärgas transversal in Überschall-Luftstrahlen eingeblasen wird, bestätigt [30,31] .

Die nach Abb. 15 beim Einblasen von Argon in Luftstrahlen zunehmender Mach-Zahl beobachtete systematische Abnahme der Konzentrationsmaxima des Injektionsgases wird bei  $H_2/He$ -Gemischen nicht festgestellt. Dies dürfte hauptsächlich darauf zurückzuführen sein, daß bei gleichem Druckverhältnis der Molstrom des  $H_2/He$ -Gemischs aufgrund des kleineren Molekulargewichts ( $\approx 2,36$  g/mol) etwa um den Faktor 4 größer ist als der des Argons, so daß sich die Zunahme der Luftmenge mit steigender Mach-Zahl weniger stark auswirkt.

Das Fortschreiten der Vermischung in Strömungsrichtung ist für konstante Mach-Zahl aus dem Vergleich der untereinander liegenden Diagramme in Abb. 16 zu entnehmen. Mit zunehmendem Abstand von der Einblasestelle verringert sich die Höhe der Konzentrationsmaxima zwischen  $Y/d_s = 14$  und  $34$ , d.h. auf einer Strecke von  $30$  mm, im Mittel um etwa  $20$  mol %; dabei ist für die ausgewählten Meßebenen ein systematischer Einfluß der Mach-Zahl nicht festzustellen.

Um die Lage der gemessenen Konzentrationsverteilungen im Strömungsfeld zu kennzeichnen, wurden aus Pitot-Druckmessungen beim Einblasen von Argon mit dem Druckverhältnis 21 die Mach-Zahlprofile bestimmt <sup>11)</sup>. Vergleichsversuche mit  $H_2/Ar$ -Gemischen, reinem Helium und reinem Wasserstoff lieferten die gleichen Staudruckverteilungen und damit praktisch die gleichen Mach-Zahlprofile. Die vollständigen Ergebnisse der Pitot-Druckmessungen sind im Anhang (Teil 2) wiedergegeben.

Abb. 17 zeigt Beispiele der Mach-Zahlprofile und der aus Abb. 16 übernommenen zugehörigen Injektionsgasverteilungen für die Meßebene  $Y/d_s = 34$ .

Mit zunehmender Mach-Zahl  $M$  des Luftstrahls wachsen auch die Maximalwerte der Mach-Zahlprofile an; gleichzeitig verbreitert sich die in den Diagrammen schraffiert eingetragene Überschall-Zone im Vermischungsgebiet. Während sie bei  $M = 2$  noch auf einen engen Bereich der unteren Flanke der Konzentrationsverteilung beschränkt ist, erstreckt sie sich bei  $M = 3,5$  weit über das Maximum und den Fußpunkt der Konzentrationsverteilung hinaus.

### Mach-Zahl

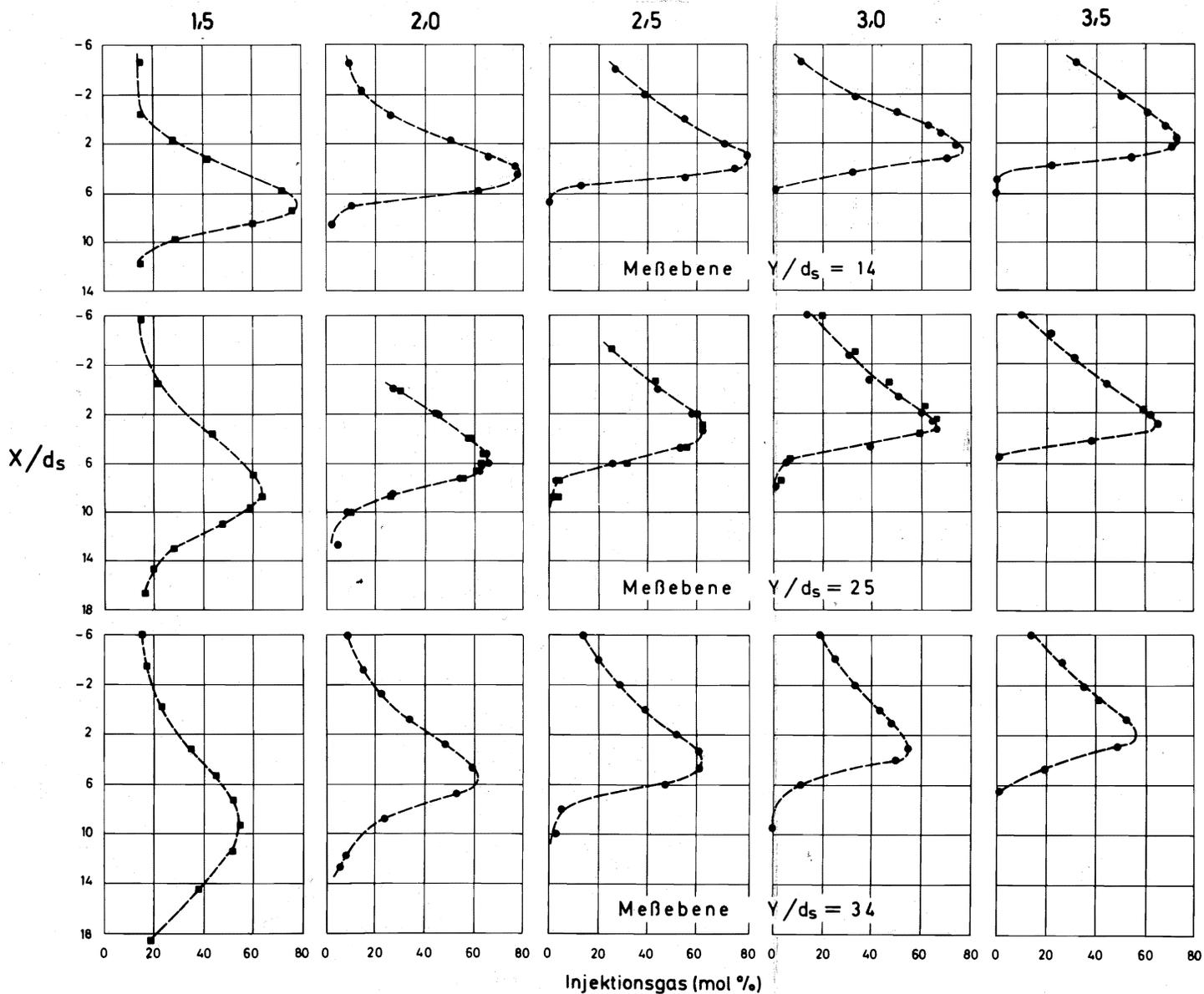


Abb. 16: Verteilungen des fiktiven Injektionsgasanteils in drei verschiedenen Meßebenen  $Y/d_s$  beim Einblasen von Wasserstoff mit 18 mol % Helium in Luftstrahlen mit Mach-Zahlen  $M$  zwischen 1,5 und 3,5

statische Temperaturen  $T_s = 1400$  K für  $M = 1,5$  bis 3  
 $T_s = 1200$  K für  $M = 3,5$

statische Drücke  $p_K = 0,2$  bar (Kreise ●)  
 $p_K = 0,4$  bar (Quadrate ■)

Druckverhältnis des Injektionsgases  $p_{os}/p_K = 21$

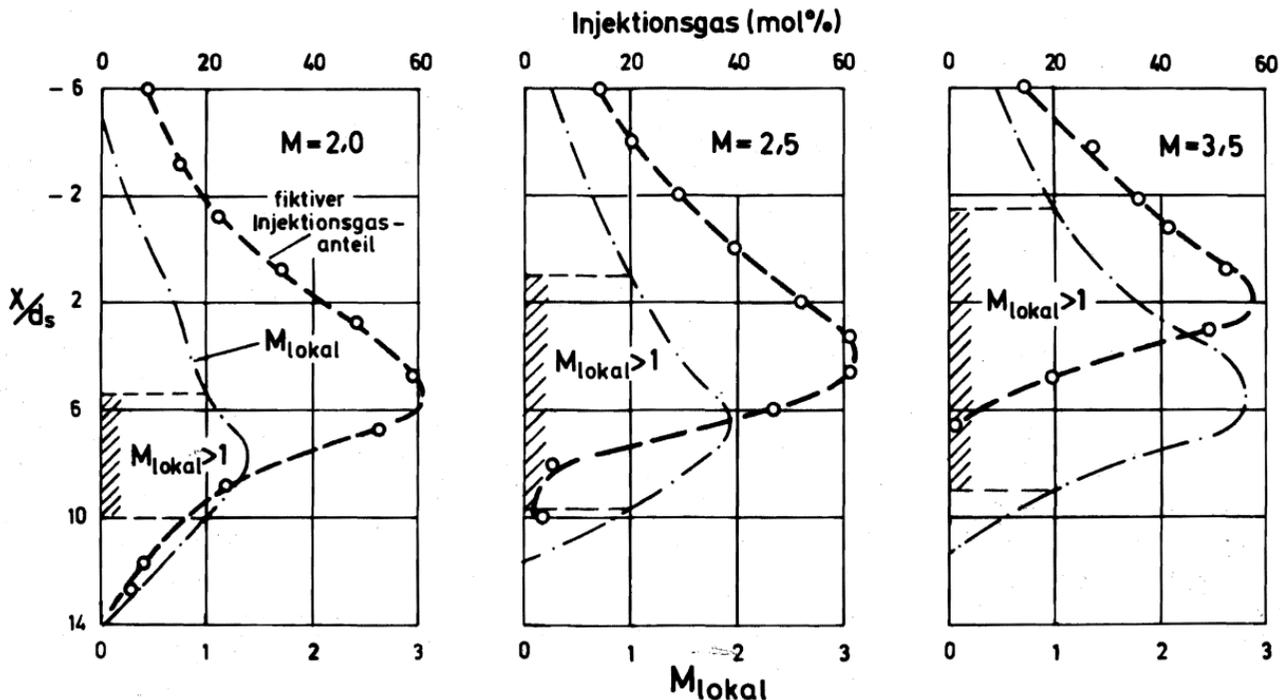


Abb. 17: Lokale Mach-Zahlverteilungen  $M_{\text{lokal}}$  und Verteilungen des fiktiven Injektionsgasanteils in der Meßebene  $Y/d_s = 3/4$  für drei verschiedene Mach-Zahlen  $M$  des Luftstrahls

Lokale Mach-Zahl  $M_{\text{lokal}}$  berechnet aus Pitot-Druckverteilungen in Abb. 28 (Anhang);  
 Verteilungen des fiktiven Injektionsgasanteils aus Abb. 16

statische Temperatur des Luftstrahls  $T_s = 1400 \text{ K}$  für  $M = 2$  und  $2,5$ ;

$T_s = 1200 \text{ K}$  für  $M = 3,5$

statischer Druck

$p_K = 0,2 \text{ bar}$

## 2. Verbrennung

Die Auswirkungen einer Vergrößerung der Mach-Zahl auf die Ausbildung von Wasserstoff-Flammen werden in Abb. 18 durch Eigenlichtaufnahmen für  $M = 2$  und  $2,5$  demonstriert. Die statische Temperatur betrug  $1200\text{ K}$ , das Druckverhältnis des Wasserstoffs  $21$  und der statische Druck  $0,4\text{ bar}$ . Mit zunehmender Mach-Zahl ziehen sich die am helleren Leuchten erkennbaren Zonen begünstigter Reaktion in die Länge, nehmen an Intensität zu und wachsen weiter zusammen. Diese am Erscheinungsbild der Flamme ersichtliche Verbesserung der Verbrennung wird durch die im folgenden dargestellten Ergebnisse der Sondenmessungen bestätigt.

In Abb. 19 sind für die Mach-Zahlen  $2$ ,  $2,5$  und  $3$  und für  $p_K = 0,4\text{ bar}$  in der Ebene  $Y/d_s = 25$  neben den gestrichelt eingezeichneten Verteilungen der fiktiven Injektionsgasgehalte auch die gemessenen Verteilungen des unverbrannten Injektionsgases als durchgezogene Kurven wiedergegeben. Die Verbesserung der Verbrennung mit zunehmender Mach-Zahl ist aus der Vergrößerung des horizontalen Abstands zwischen den Kurvenpaaren zu ersehen.

Abb. 20 zeigt entsprechende Ergebnisse für den statischen Druck  $0,2\text{ bar}$  für Mach-Zahlen zwischen  $2$  und  $3,5$  in den Meßebenen  $Y/d_s = 14$ ,  $25$  und  $34$ . In dieser Abbildung ist der relative Anteil  $\alpha$  des reagierten Wasserstoffs über einer normierten Vertikalkoordinate  $X'$  wiedergegeben. Diese Koordinate

$$X' = (X - X_m)/(X_o - X_m)$$

ist so definiert, daß sie am unteren Rand des Vermischungsgebiets, an der Stelle  $X_o$ , an der der Injektionsgasgehalt  $2\text{ mol } \%$  beträgt, den Wert  $1$  und im Maximum, an der Stelle  $X_m$  den Wert  $0$  annimmt. Damit läßt sich trotz der räumlichen Verschiebung der Konzentrationsprofile mit zunehmender Mach-Zahl ein direkter Vergleich des relativen Anteils  $\alpha$  des reagierten Wasserstoffs im interessierenden Teil des Vermischungsgebiets durchführen.

Im brenngasreichen Gebiet bei  $X' = 0$  durchläuft  $\alpha$  flache Minima. Im unteren Teil des Vermischungsgebiets, in dem Überschallgeschwindigkeit vorliegt, nimmt der Anteil des unverbrannten Wasserstoffs mit steigender Mach-Zahl deutlich zu. Die Intensivierung

der Verbrennung beruht wahrscheinlich zu einem wesentlichen Teil auf der Erhöhung der Maximalwerte von Druck und Temperatur hinter der Kopfwelle mit wachsender Mach-Zahl und auf der Vergrößerung der Zonen intensiver Reaktion als Folge der Streckung des Verdichtungsstoßsystems. Dabei kann sich auch der mit der Mach-Zahl anwachsende Luftdurchsatz günstig auf die Verbrennung auswirken.

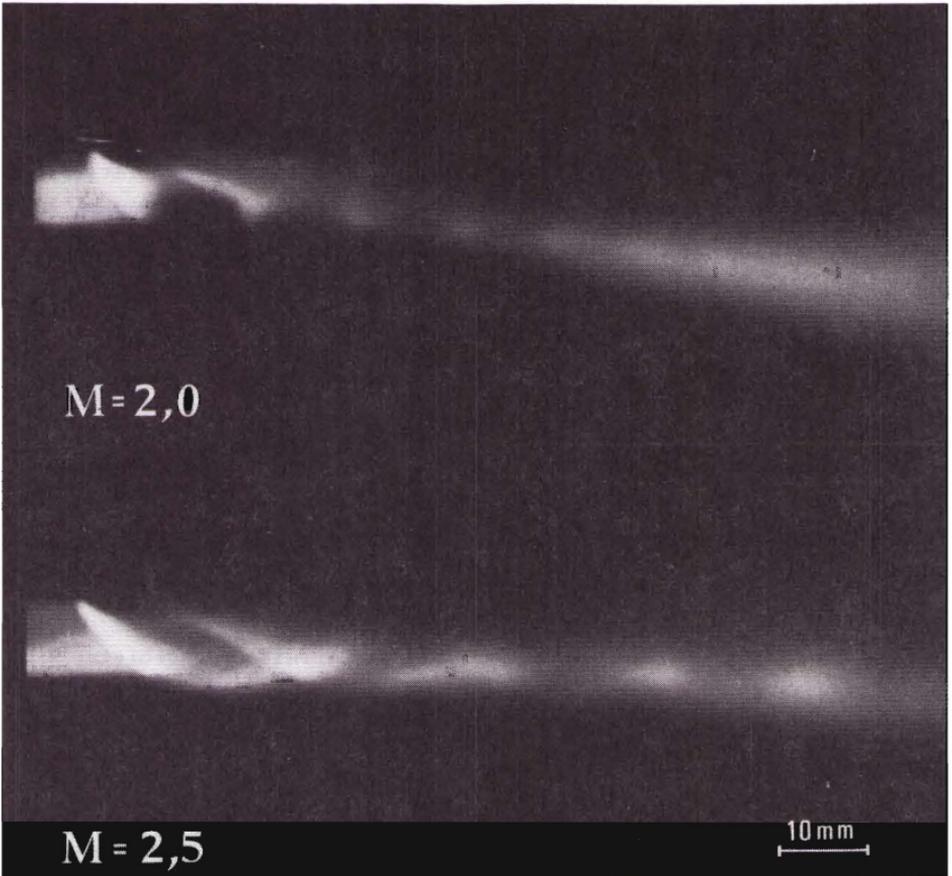


Abb. 18: Eigenlichtaufnahmen von Wasserstoff-Flammen

bei verschiedenen Mach-Zahlen  $M$  des Luftstrahls

statische Temperatur des Luftstrahls  $T_s = 1200 \text{ K}$

statischer Druck

$p_K^s = 0,4 \text{ bar}$

Druckverhältnis des Wasserstoffs

$p_{\text{os}}/p_K = 21$

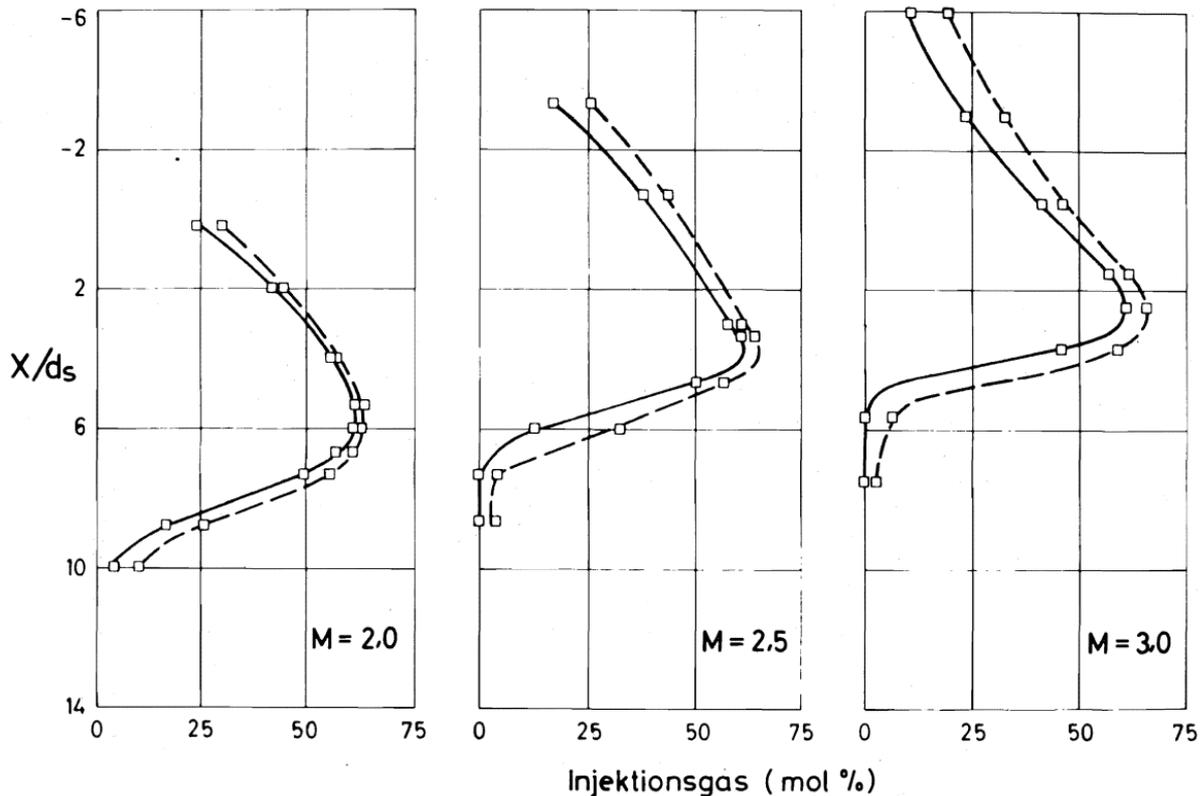


Abb. 19: Verteilungen des fiktiven Injektionsgasanteils (gestrichelte Kurven) und des unverbrannten Injektionsgasanteils (durchgezogene Kurven) beim Einblasen von  $H_2/He$ -Gemischen mit 18 mol % Helium in Luftstrahlen mit verschiedenen Mach-Zahlen  $M$

statische Temperatur der Luftstrahlen  $T_s = 1400 \text{ K}$   
 statischer Druck  $p_K = 0,4 \text{ bar}$   
 Druckverhältnis des Injektionsgases  $p_{os}/p_K = 21$   
 Meßebeine  $Y/d_s = 25$

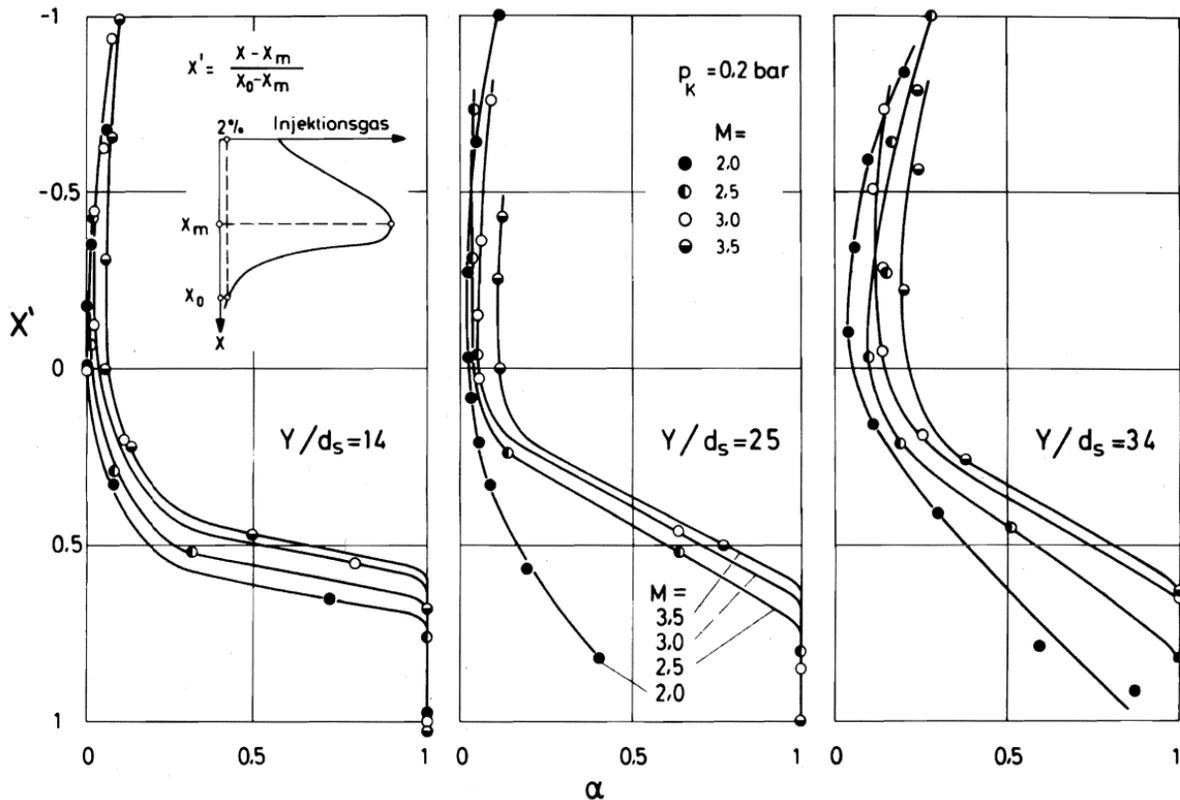


Abb. 20: Relativer Anteil  $\alpha$  des reagierten Brenngases in drei Meßebenen für verschiedene Mach-Zahlen  $M$  des Luftstrahls

statische Temperatur des Luftstrahls  
 $T_s = 1400$  K für  $M = 2, 2,5$  und  $3$ ;  $T_s = 1200$  K für  $M = 3,5$   
 statischer Druck  $p_K = 0,2$  bar  
 Druckverhältnis des Injektionsgases  $p_{os}/p_K = 21$   
 Injektionsgas: Wasserstoff mit 18 mol % Helium

### 3. Zündung

#### a) Zündbedingungen bei konstantem statischen Druck

Wie es aufgrund der Ergebnisse der Sondenmessungen zu erwarten ist, verbessern sich auch die Zündbedingungen mit zunehmender Mach-Zahl. Die Untersuchung der Zündbedingungen wurde für Wasserstoff im Mach-Zahlbereich von 1,5 bis 3 und für Methan bei den Mach-Zahlen 1,5 und 2 durchgeführt.

Die Ergebnisse für 0,4 bar sind in Abb. 21 wiedergegeben. Danach verringert sich bei der Wasserstoff-Verbrennung der Mindestwert der Zündtemperatur um etwa 200 bis 250 K, wenn die Mach-Zahl von 1,5 auf 3 erhöht wird. Das durch die Versuchsanordnung bedingte Abreißen der Flamme bei großen Druckverhältnissen, das in der hier benutzten Versuchskammer sonst nur bei der Methan-Verbrennung beobachtet wurde, tritt für  $M = 1,5$  auch beim Einblasen von Wasserstoff auf. Wie schon anhand von Abb. 15 beschrieben wurde, wird der Luftstrahl bei der relativ kleinen Mach-Zahl bereits bei Druckverhältnissen unter 21 vom Wasserstoffstrahl durchbrochen (vgl. S. 35). Bei der Methan-Verbrennung führt die Erhöhung der Mach-Zahl von 1,5 auf 2 zu einer prozentual etwa gleichen Verringerung der erforderlichen Mindesttemperatur wie bei Wasserstoff.

In Abb. 22 a sind die Mindestwerte der Zündtemperatur für die Wasserstoff-Verbrennung, die sich aus Abb. 13 und 21 als Kurvenminimum oder als Grenzwerte für größere Druckverhältnisse des Brenngases ergaben, mit dem statischen Druck des Luftstrahl als Parameter über der Mach-Zahl aufgetragen. Die Verbesserung der Zündbedingungen mit steigender Mach-Zahl ist hier aus dem abfallenden Kurvenverlauf zu entnehmen. Zum Vergleich zeigt Abb. 22 b, die zu diesen Mindestwerten der statischen Temperatur gehörigen Ruhetemperaturen. Man erkennt, daß die Verbesserung der Zündbedingungen bei steigender Mach-Zahl des Luftstrahls mit einer starken Zunahme der Ruhetemperatur verbunden ist.

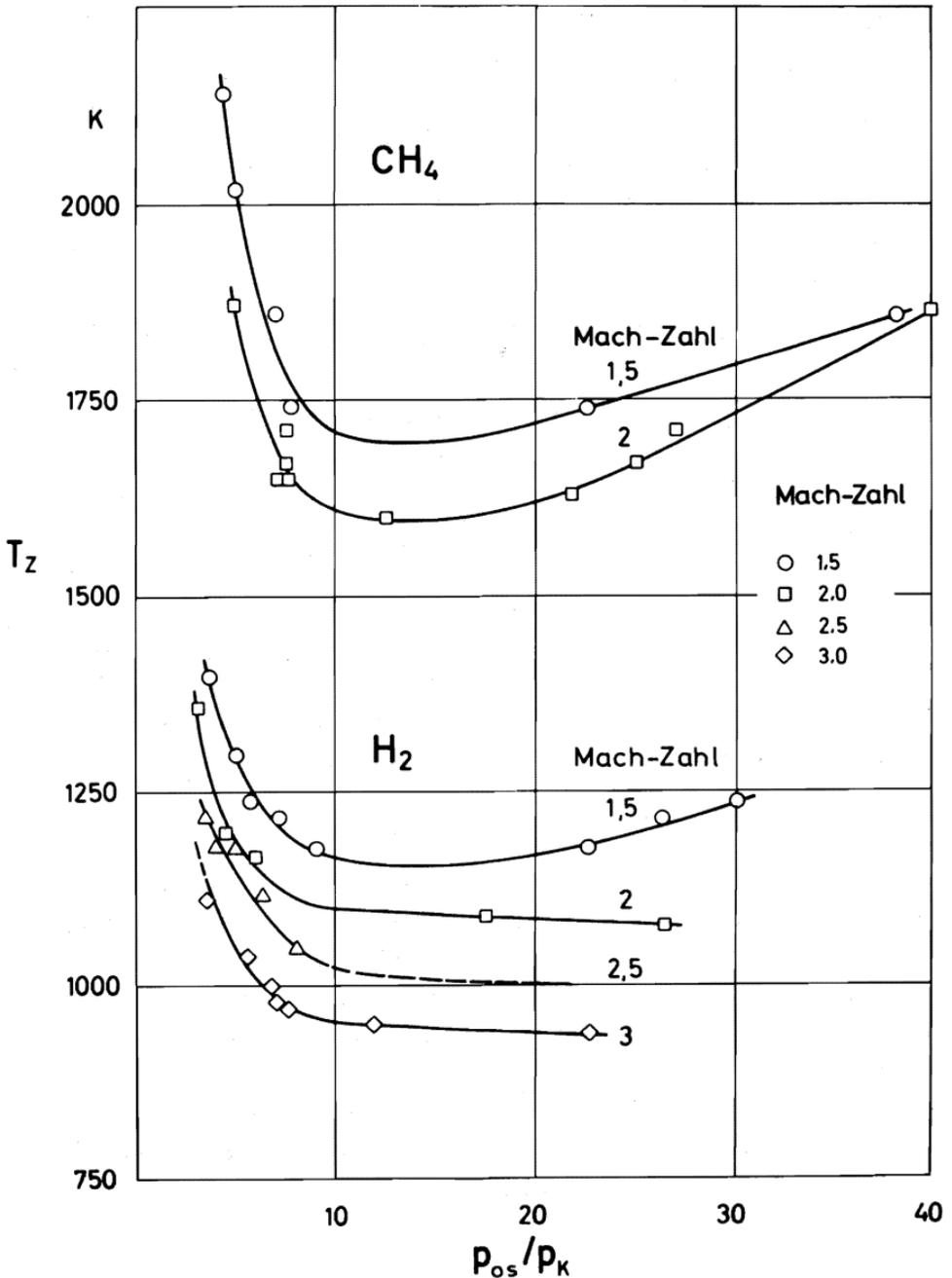


Abb. 21: Die statische Temperatur  $T_z$  an der Grenze des Bereichs stabiler Verbrennung in Abhängigkeit vom Druckverhältnis  $p_{os}/p_K$  der Brenngase Wasserstoff und Methan für verschiedene Mach-Zahlen  $M$  des Luftstrahls  
statischer Druck  $p_K = 0,4$  bar

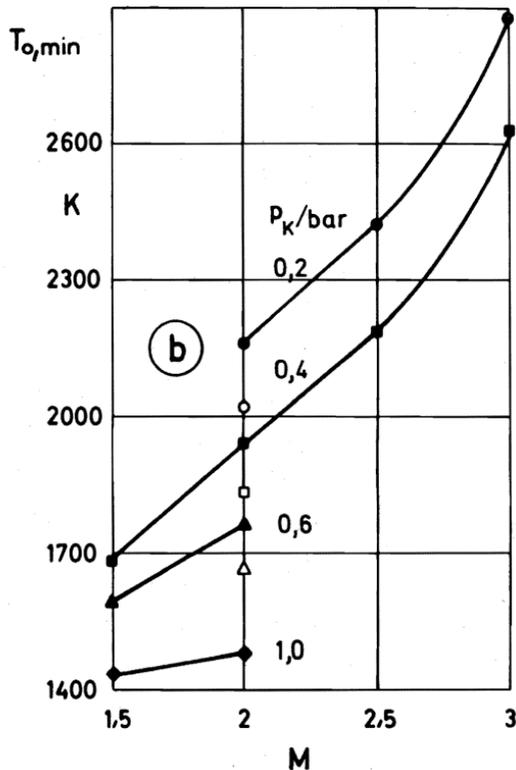
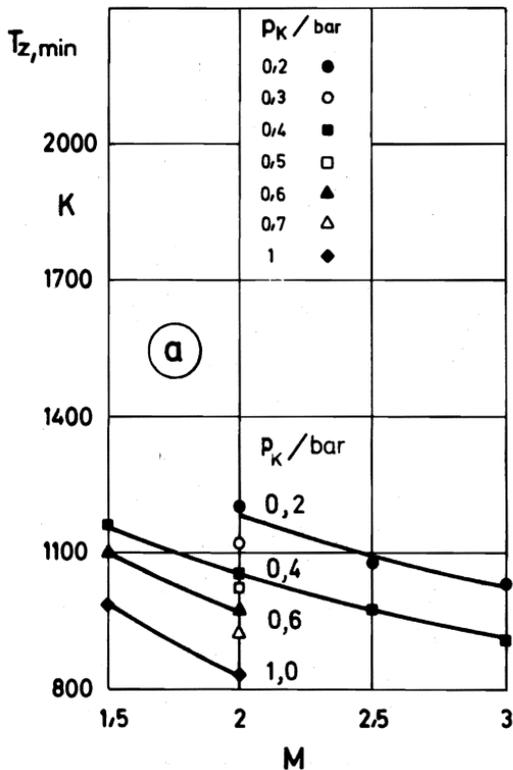


Abb. 22 a) Die Mindestzündtemperatur  $T_{Z,min}$  für Wasserstoff in Abhängigkeit von der Mach-Zahl  $M$  des Luftstrahls bei verschiedenen statischen Drücken  $p_K$   
 b) Die zu  $T_{Z,min}$  gehörige Ruhetemperatur  $T_{o,min}$  in Abhängigkeit von der Mach-Zahl  $M$  des Luftstrahls

b) Zusammenfassende Darstellung des Druck- und Mach-Zahleinflusses auf die Zündbedingungen

Nach Abb. 22 b ist es plausibel, daß der Versuch, bei einer zusammenfassenden Darstellung der Zündbedingungen, von der Ruhetemperatur auszugehen, nicht zum Erfolg führt. Dagegen ließ sich eine einheitliche Darstellung der Zündbedingungen für verschiedene Druckverhältnisse des Brenngases, verschiedene statische Drücke und Mach-Zahlen auf folgende Weise finden:

Die Überlegung geht davon aus, daß die Zündung bei gegebener Mach-Zahl und Temperatur des Luftstrahls, die natürlich oberhalb der Mindestzündtemperatur liegen muß, noch einsetzt, falls der mittlere Druck hinter der Kopfwelle einen bestimmten Mindestwert  $\bar{p}$  überschreitet. Dieser Mindestwert kann entweder durch eine Erhöhung des statischen Drucks  $p_K$  erreicht werden oder durch eine Vergrößerung des Druckverhältnisses  $p_{os}/p_K$ , die ein Aufsteilen der Kopfwelle und damit eine Zunahme des Drucks  $\bar{p}$  bewirkt. Dieser kann jedoch nicht beliebig anwachsen, vielmehr ist er durch den Maximalwert  $\hat{p}$ , der sich hinter einem senkrechten Verdichtungsstoß einstellt, begrenzt.

In Abb. 23 sind für Wasserstoff und Methan die für verschiedene Mach-Zahlen und statische Drücke gefundenen Mindestwerte der Zündtemperatur über diesem, aus der bekannten gasdynamischen Beziehung berechneten Druck  $\hat{p}$  aufgetragen. Sowohl für Wasserstoff als auch für Methan läßt sich die Mindestzündtemperatur für verschiedene Bedingungen des Luftstrahls durch eine gemeinsame Kurve wiedergeben, die im untersuchten Bereich des statischen Drucks und der Mach-Zahl durch einen Ansatz von der Form

$$T_{Z,min} = A \cdot e^{-B\hat{p}} - C \cdot \hat{p} + D \quad (T_{Z,min} \text{ in K, } \hat{p} \text{ in bar})$$

mit folgenden Konstanten darstellen läßt <sup>12)</sup>:

	A in K	B in 1/bar	C in K/bar	D in K
Wasserstoff	920	2,5	70	1175
Methan	810	1,5	0	1520

<sup>12)</sup> Der Gültigkeitsbereich der angegebenen Gleichung beträgt:  $0,3 \leq \hat{p} \leq 4,5$

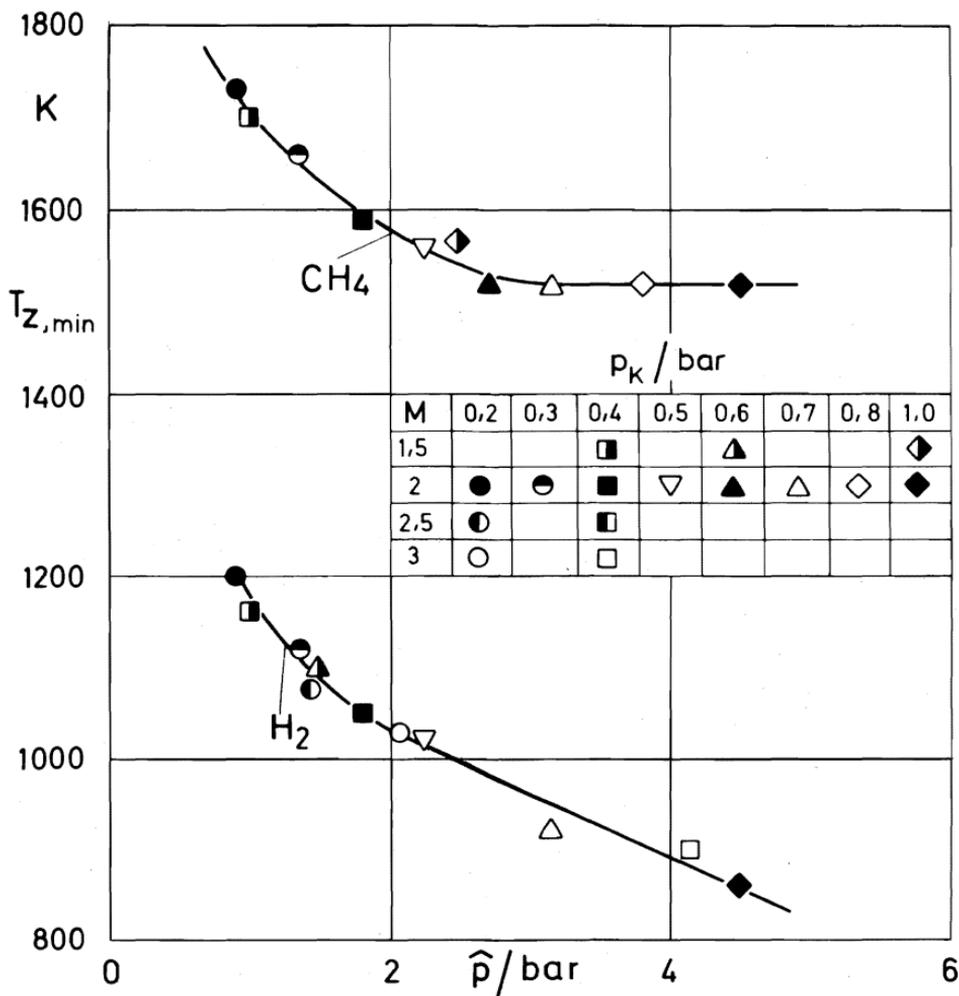


Abb. 23: Die statische Mindestzündtemperatur  $T_{z, min}$  für Wasserstoff und Methan in Abhängigkeit vom Druck  $\hat{p}$  hinter einem senkrechten Verdichtungsstoß in Luftstrahlen mit verschiedenen Mach-Zahlen M und statischen Drücken  $p_K$

Für Wasserstoff erhält man darüber hinaus eine einheitliche Darstellung nicht nur für die Mindestzündtemperatur, sondern auch für die Zündtemperaturen bei beliebigen Druckverhältnissen. Dazu wird der Maximalwert  $\hat{p}$  des Drucks hinter der Kopfwelle den Druckverhältnissen  $p_{os}/p_K - 25$  zugeordnet, weil etwa bei diesen Druckverhältnissen für verschiedene statische Drücke und Mach-Zahlen die Mindestzündtemperatur erreicht wird. Für kleinere Druckverhältnisse wird der mittlere Druck hinter der Kopfwelle  $\bar{p}$ , dagegen zwischen  $\hat{p}$  und  $p_K$  linear interpoliert (vgl. Abb. 24 a). Damit läßt sich für vorgegebene Mach-Zahl  $M$  und vorgegebenes Druckverhältnis  $p_{os}/p_K$  das Verhältnis  $\bar{p}/p_K$  bestimmen und daraus durch Multiplikation mit  $p_K$  der Druck  $\bar{p}$  bilden.

In Abb. 24 b sind nun für alle Zündversuche mit Wasserstoff im untersuchten Druck- und Mach-Zahlbereich für Druckverhältnisse oberhalb von 4 die statischen Temperaturen  $T_Z$  beim Einsetzen der stabilen Verbrennung zusammen mit den bereits in Abb. 23 dargestellten Mindesttemperaturen über dem Druck  $\bar{p}$  aufgetragen. Für fast alle Meßpunkte liegen die Abweichungen von der in Abb. 23 gezeigten Kurve für die Mindestzündtemperatur von Wasserstoff innerhalb der Fehlergrenzen, in denen die Meßwerte bei wiederholten Einstellungen des Plasmabrenners streuten.

Mit Hilfe der auf Seite 46 angegebenen empirischen Gleichung kann im untersuchten Druck- und Mach-Zahlbereich die Zündtemperatur näherungsweise für verschiedene Druckverhältnisse des Wasserstoffs sowie für beliebige Zwischenwerte des statischen Drucks oder der Mach-Zahl bestimmt werden, indem man für die jeweiligen Versuchsbedingungen den Druck  $\bar{p}$  aus Abb. 24 a entnimmt oder analog berechnet und damit in Abb. 24 b eingeht, bzw.  $\bar{p}$  anstelle von  $\hat{p}$  in die angegebene empirische Gleichung einsetzt <sup>13)</sup>.

---

13) Eine entsprechende Darstellung der Zündtemperaturen von Methan für verschiedene Druckverhältnisse führt allerdings mit der in Abb. 24 a verwendeten einfachen linearen Interpolation nicht zu einer einheitlichen Kurve.

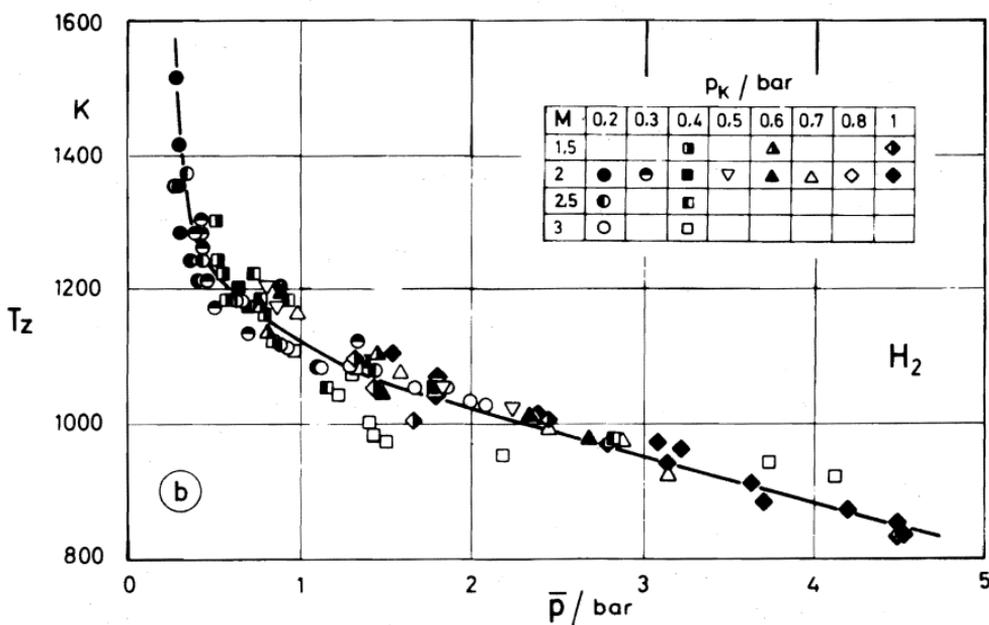
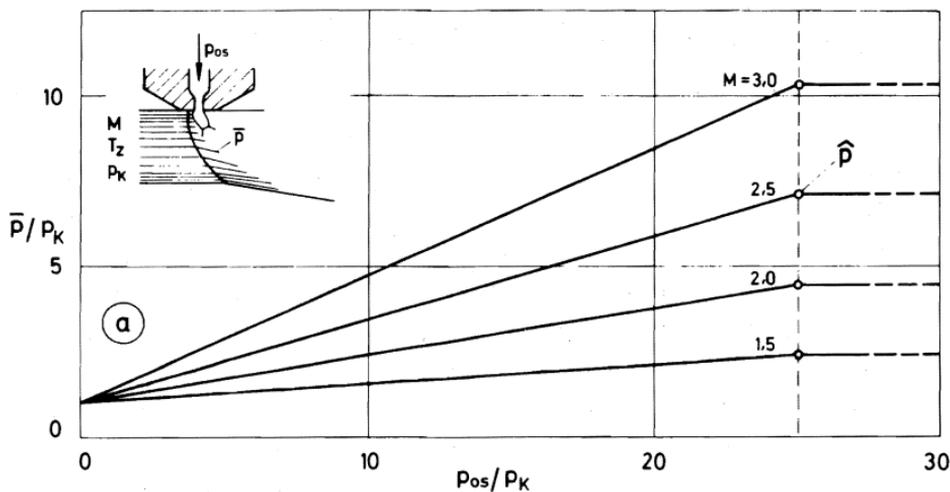


Abb. 24: a) Der mittlere Druck  $\bar{p}$  hinter der Kopfzelle in Abhängigkeit vom Einblasdruck  $p_{os}$  des Wasserstoffs für verschiedene Mach-Zahlen  $M$  des Luftstrahls  
 b) Die statische Temperatur  $T_z$  an der Grenze des Bereichs stabiler Wasserstoff-Verbrennung in Abhängigkeit vom Druck  $\bar{p}$  für verschiedene Mach-Zahlen  $M$  und statische Drücke  $P_K$  der Luftstrahlen

## VI. Orientierende Untersuchungen zur Methan-Verbrennung

Die visuelle Beobachtung des Flammenbildes beim Einblasen von Methan ergibt, daß sich die Flamme ähnlich entwickelt wie bei der Wasserstoff-Verbrennung, wenn die statische Temperatur des Luftstrahls entsprechend der Zunahme der Mindesttemperatur für stabile Verbrennung gesteigert wird. Wie anhand von Abb. 12 b gezeigt wurde, lassen sich die mit anderen Injektionsgasen gewonnenen Ergebnisse zum Vermischungsablauf qualitativ auch auf Methan übertragen. Die Möglichkeit zur quantitativen Untersuchung des Verbrennungsablaufs bei Methan wurde in der vorliegenden Arbeit durch orientierende Sondenmessungen in den Ebenen  $Y/d_s = 25$  und  $34$  überprüft. Bei diesen Versuchen betrug die Mach-Zahl des Luftstrahls 2, die statische Temperatur 1800 K und der statische Druck 0,4 bar; dem Methan wurde etwa 10 mol % Helium als Tracergas zugesetzt.

Bei der massenspektrometrischen Analyse der abgesaugten Gasproben wurden nach Ausfrieren des Wasseranteils die Molenbrüche der Komponenten  $\text{CH}_4$ , He,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2$  und  $\text{N}_2 + \text{CO}$  bestimmt (vgl. Seite 14). Zur Kontrolle der Analyseergebnisse wurde jeweils geprüft, ob die Summe der Molenbrüche 100 % ergab. Die Abweichungen von 100 % betragen im Mittel nur 0,5 mol % und lagen damit eindeutig innerhalb der Meßgenauigkeit. Das zeigt, daß außer den analysierten Komponenten kein nennenswerter Anteil weiterer stabiler Verbindungen in den Gasproben vorhanden ist. Dies wurde auch durch eine genaue Analyse eines vollständigen Spektrogramms bestätigt.

Abb. 25 zeigt die Analyseergebnisse für die Meßebene  $Y/d_s = 25$ . Die Molenbrüche von  $\text{H}_2$ , He und  $\text{CO}_2$  sind von links nach rechts aufgetragen, die Molenbrüche von  $\text{CH}_4$ ,  $\text{O}_2$  und  $\text{N}_2 + \text{CO}$  dagegen in einem kleineren Maßstab von rechts nach links. Mit steigender Konzentration des unverbrannten Methans im Strahlinneren nehmen die Anteile des Kohlendioxids, des Sauerstoffs und des Stickstoffs zuzüglich des Kohlenmonoxids ab. Bei der Umsetzung

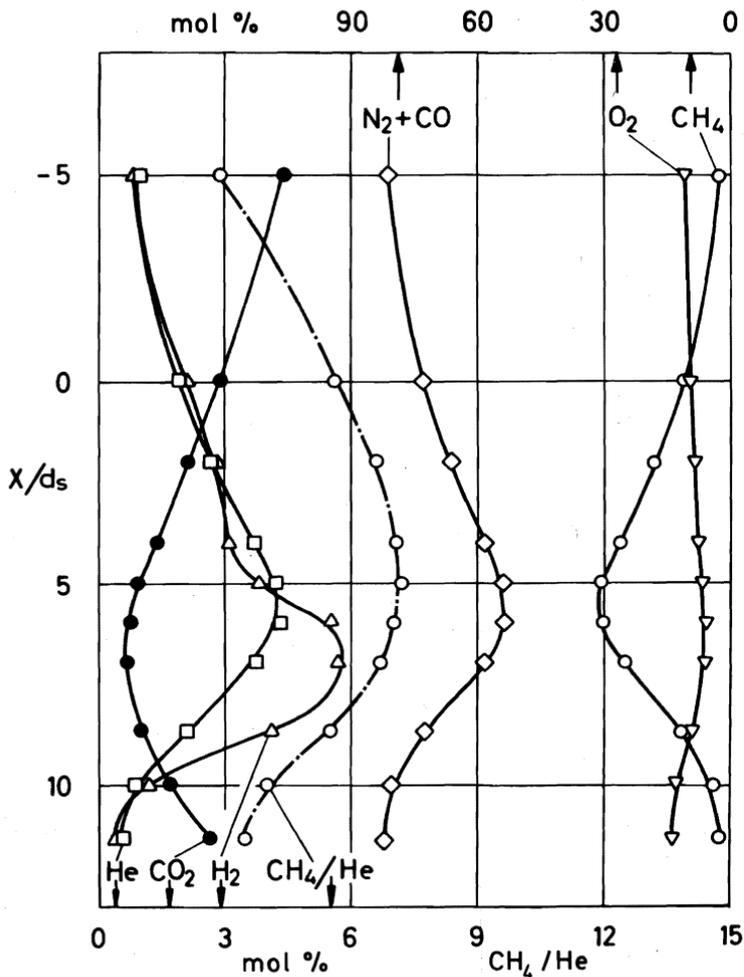


Abb. 25: Konzentrationsverteilungen in der Meßebene  $Y/d = 25$  beim Einblasen eines  $\text{CH}_4/\text{He}$ -Gemischs in einen heißen Luftstrahl mit der Machzahl 2, der statischen Temperatur 1800 K und des statischen Drucks 0,4 bar. Dargestellt sind die Konzentrationsverteilungen in mol %, die sich aus der massenspektrometrischen Analyse der abgesaugten Gasproben bei ausgefrorenem Wasseranteil ergeben. Zusätzlich ist das lokale  $\text{CH}_4/\text{He}$ -Verhältnis angegeben, für das ebenfalls der untere Zahlenmaßstab gilt. Im Injektionsgas beträgt das Verhältnis Methan/Helium = 9.

Druckverhältnis des  $\text{CH}_4/\text{He}$ -Gemischs  $p_{\text{os}}/p_{\text{K}} = 21$

des Methans entsteht Wasserstoff, dessen Konzentration im brenngasreichen Gebiet ein Maximum von 5 - 6 mol % erreicht <sup>14)</sup>.

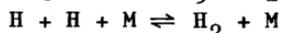
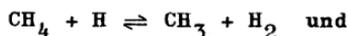
In Abb. 25 ist zusätzlich als strichpunktierte Kurve das lokale Verhältnis von unverbranntem Methan zum Tracergas Helium angegeben. Dieses Verhältnis ist im ganzen Strahlquerschnitt deutlich kleiner als der Ausgangswert neun. Somit ergibt sich bereits aus den unmittelbaren Analysenergebnissen, daß im gesamten Vermischungsgebiet ein nennenswerter Anteil des Methans umgesetzt ist.

Die quantitative Auswertung der Analysenergebnisse mit dem im Anhang beschriebenen Rechenverfahren liefert die in Abb. 26 dargestellten Ergebnisse. Zusätzlich zu den Konzentrationsverteilungen der direkt analysierten Komponenten erhält man die punktierten Kurven für den Wasserdampfanteil in der abgezogenen Gasprobe und die getrennten Anteile von Kohlenmonoxid und Stickstoff. Durch die Berücksichtigung des H<sub>2</sub>O-Anteils, der im Innern des Vermischungsgebiets und am oberen Strahlrand etwa 10 mol % beträgt und zum unteren Strahlrand hin steil abfällt, verschieben sich die Konzentrationsverteilungen von CO<sub>2</sub>, He, H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> und CH<sub>4</sub> gegenüber Abb. 25 zu entsprechend kleineren Werten. Die Konzentration des Kohlenmonoxids durchläuft im brenngasreichen Gebiet ein Maximum von etwa 7 mol % und fällt zu den Randzonen des Vermischungsgebiets auf kleine Werte ab.

Außerdem liefert das Rechenverfahren die in Abb. 26 gestrichelt eingetragene Verteilung des fiktiven Methananteils CH<sub>4f</sub>, d.h. des Methananteils, der sich ohne Verbrennung einstellen würde. Auch aus dem Vergleich dieser Kurve mit der durchgezogenen Kurve für den

---

<sup>14)</sup> Die für die Wasserstoff-Bildung in der Flamme in Betracht kommenden Reaktionen



laufen bevorzugt im brenngasreichen Gebiet ab [33]. Der in der Ionenquelle des Massenspektrometers aus dem Methan entstehende Wasserstoffanteil ist bei den Meßergebnissen der Abb. 25 bereits abgezogen.

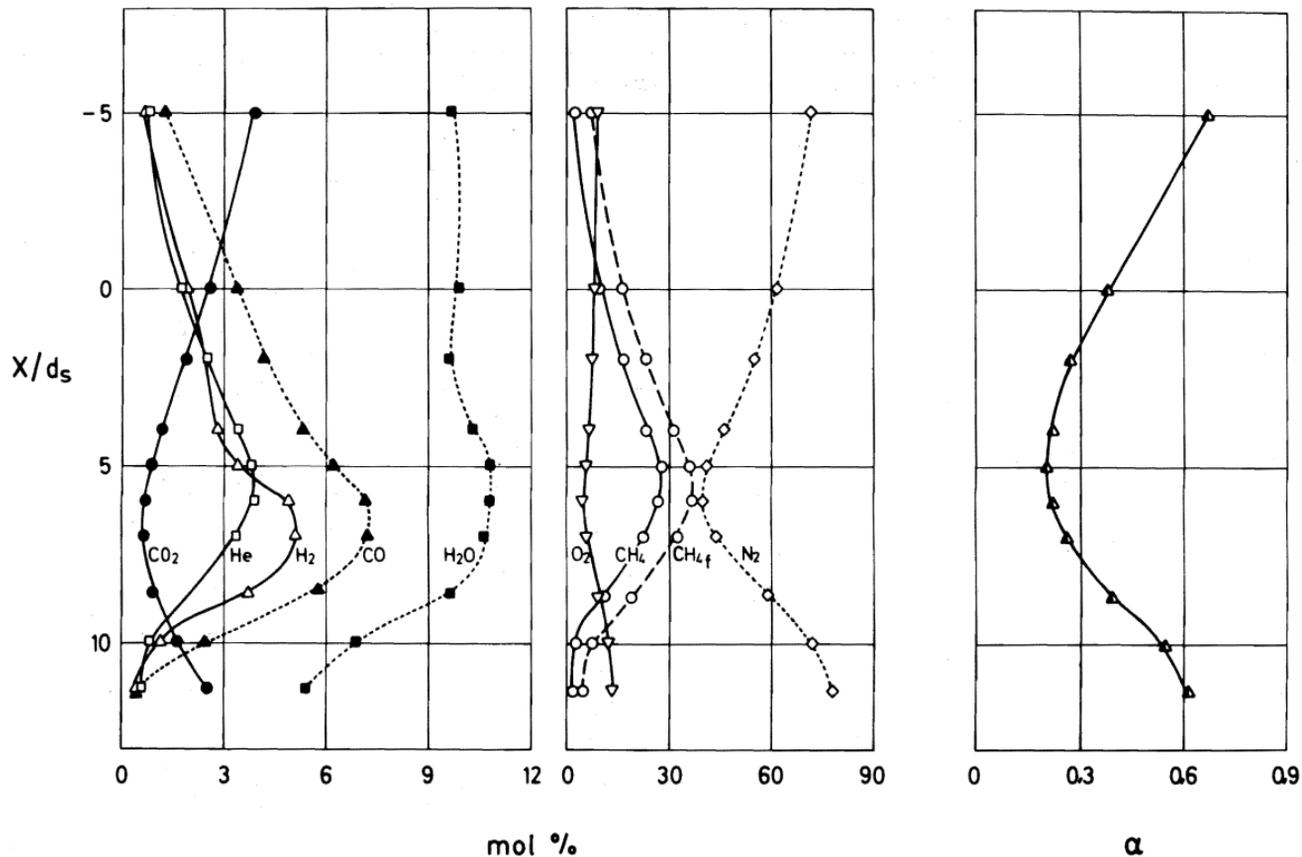


Abb. 26: Konzentrationsverteilungen und relativer Anteil  $\alpha$  des verbrannten Brenngases, berechnet aus den Versuchsergebnissen in Abb. 25 für die Meßebene  $Y/d_s = 25$ .

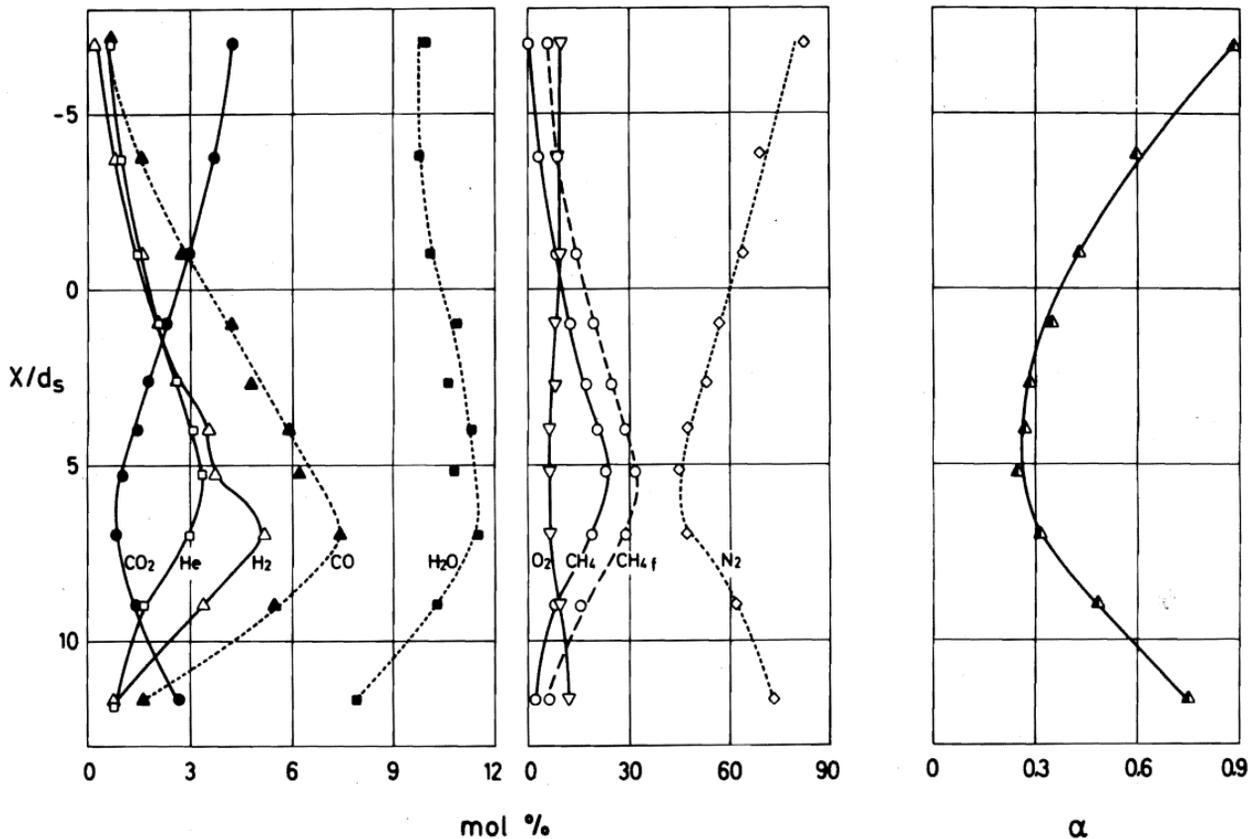


Abb. 27: Aus den Analysenergebnissen für die Meßebene  $Y/d_s = 34$  berechnete Konzentrationsverteilungen und relativer Anteil  $\alpha$  des reagierten Brenngases.

Die Versuchsbedingungen entsprechen den in Abb. 25 angegebenen Werten.

unverbrannten Methananteil ist ersichtlich, daß im ganzen Strahlbereich Methan umgesetzt wird. Der gleiche Sachverhalt ist in Abb. 26 anhand des relativen Anteils  $\alpha$  des reagierten Methans dargestellt. Wie bei der Wasserstoff-Verbrennung durchläuft  $\alpha$  im Bereich des Maximums der Brenngasverteilung ein Minimum und nimmt in den äußeren Zonen des Vermischungsgebiets zu.

Die Ergebnisse für die weiter stromab gelegene Meßebene  $Y/d_s = 34$  sind in Abb. 27 analog wiedergegeben. Die einzelnen Konzentrationsverteilungen zeigen einen qualitativ ähnlichen Verlauf. Das Fortschreiten der Reaktion mit zunehmendem Abstand von der Einblasstelle ist aus der Zunahme des relativen Anteils  $\alpha$  des reagierten Brenngases, insbesondere im unteren Bereich des Vermischungsgebiets zu ersehen.

## VII. Zusammenfassung

In der am Institut für Technische Thermodynamik und Kältetechnik der Universität Karlsruhe vorhandenen Versuchsanlage zur Untersuchung der Verbrennung in Überschallstrahlen wird ein heißer, paralleler Überschall-Luftstrahl erzeugt, indem Luft im Lichtbogen eines Plasmabrenners auf hohe Ruheenthalpie aufgeheizt wird und anschließend in einer Laval-Düse expandiert. Das Brenngas wird transversal durch eine konvergente Düse eingeblasen, deren Mündungsebene tangential am Rand des Überschallstrahls angeordnet ist. Diese transversale Brenngaszuführung ist deshalb von Interesse, weil das Brenngas dabei tief in die Überschallströmung eindringt und sich schnell mit der Luft vermischt. Mit der vorhandenen Versuchsanlage ist in früheren Arbeiten im wesentlichen die Verbrennung von Wasserstoff und Methan in Luftstrahlen der Mach-Zahl 2 bei einem statischen Druck von 1 bar untersucht worden.

Darüberhinaus ist man an systematischen Untersuchungen zum Einfluß der Mach-Zahl und des statischen Drucks interessiert, z.B. für die Auslegung der Überschall-Brennkammern von Staustrahltriebwerken, die mit großer Mach-Zahl und in großen Höhen fliegen. In der vorliegenden Arbeit wurden deshalb die Zündbedingungen sowie der Vermischungs- und Verbrennungsablauf im Zündbereich der Flamme für das transversale Einblasen von Wasserstoff und Methan in Luftstrahlen mit Mach-Zahlen zwischen 1,5 und 3,5 und statischen Drücken zwischen 0,1 bar und 1 bar untersucht. Hierzu wurde die vorhandene Versuchsanlage durch Einbau einer größeren, vakuumdichten Versuchskammer erweitert und an eine Wasserringpumpe mit vorgeschaltetem Wärmeübertrager angeschlossen.

Für die Brenngase Wasserstoff und Methan wurden das Einsetzen und die Ausbreitung einer stabilen Überschall-Diffusionsflamme visuell und durch Eigenlichtaufnahmen beobachtet und die Eigenschaften des Strömungsfeldes sowie der Verlauf des Verdichtungsstoßsystems im Zündbereich der Flamme schlierenoptisch ermittelt. Zur Untersuchung der Vermischung des eingeblasenen Gases mit dem Luftstrahl und der Verbrennung wurden mit einer dünnen, wassergekühlten Sonde von 4,4 mm

Außendurchmesser Gasproben abgesaugt und anschließend massenspektrometrisch analysiert. Für die Anwendung des Sondenmeßverfahrens konnte auf die Ergebnisse einer früheren Untersuchung zurückgegriffen werden, in der für die Wasserstoff-Verbrennung bei Mach-Zahl 2 gezeigt wurde, daß bei genügend dünnen Sonden die vor der Sondenmündung liegende Kopfwelle keine meßbare Änderung in der Zusammensetzung der stabilen Reaktionsprodukte bewirkt. Bei den Versuchen zum Vermischungs- und Verbrennungsablauf wurde den verwendeten Brenngasen Wasserstoff und Methan wie in der früheren Untersuchung Helium als Tracergas beigemischt, um aus dem örtlich gemessenen Heliumanteil den Anteil des Injektionsgases ermitteln zu können, der ohne Reaktion am Meßort vorliegen würde (sog. fiktiver Injektionsgasanteil). Aus der Verteilung des fiktiven Injektionsgasanteils in verschiedenen Strahlquerschnitten läßt sich der Ablauf der Vermischung und aus der Differenz zwischen dem fiktiven und tatsächlich gemessenen Injektionsgasgehalt der Ablauf der Verbrennung ermitteln. Anhand von Pitot-Druckmessungen können die gemessenen Konzentrationsverteilungen den Überschall- und Unterschallbereichen des Strömungsfeldes zugeordnet werden.

Bei den Untersuchungen zum Vermischungsablauf wurden als Injektionsgase Argon und Wasserstoff/Helium-Gemische verwendet. Sowohl mit als auch ohne Verbrennung ergab sich kein Einfluß des statischen Drucks auf das Strömungsfeld und die Gestalt des Verdichtungsstoßsystems sowie auf die Konzentrationsverteilungen des Injektionsgases. Dagegen verschlechtern sich die Bedingungen für Selbstzündung von Wasserstoff und Methan deutlich mit abnehmendem Druck. Sondenmessungen in stabil brennenden Wasserstoff-Flammen zeigten, daß der Anteil des umgesetzten Brennstoffs mit abnehmendem Druck merklich kleiner wird.

Ergänzende Untersuchungen, bei denen außer Argon und Wasserstoff/Helium-Gemischen auch reines Helium und ein Wasserstoff/Argon-Gemisch mit dem mittleren Molekulargewicht 4 in den heißen und kalten Luftstrahl eingeblasen wurden, ergaben, daß im untersuchten Zündbereich der Flamme die Verbrennung keinen meßbaren Einfluß auf den Vermischungsablauf hat.

Die Vergrößerung der Mach-Zahl des Luftstrahls führt bei konstantem Druckverhältnis des Injektionsgases zu einer Streckung des Verdichtungsstoßsystems hinter der Einblasstelle. Gleichzeitig nimmt die durch die Lage der Maxima und Fußpunkte der Injektionsgasverteilungen gekennzeichnete transversale Eindringtiefe mit zunehmender Mach-Zahl ab, während der Abbau des Maximums der Injektionsgasverteilung in Strömungsrichtung, d.h. mit zunehmendem Abstand von der Einblasstelle, im untersuchten Bereich praktisch unabhängig von der Mach-Zahl ist. Mit wachsender Mach-Zahl verbessern sich die Zündbedingungen von Wasserstoff und Methan. Für die Wasserstoff-Verbrennung lassen sich die Ergebnisse der Zündversuche für verschiedene statische Drücke und Mach-Zahlen einheitlich darstellen. In stabil brennenden Wasserstoff-Flammen wird die Verbrennung mit zunehmender Mach-Zahl, insbesondere im Überschall-Bereich des Vermischungsgebiets, deutlich begünstigt, was aus dem mit steigender Mach-Zahl erhöhten Anteil des umgesetzten Wasserstoffs zu erkennen ist.

Orientierende Verbrennungsversuche mit Methan ergaben, daß das in der vorliegenden Arbeit beschriebene Auswertungsverfahren konsistente Ergebnisse für den fiktiven Injektionsgasanteil und den Anteil des umgesetzten Methans liefert. Die abgesaugten Gasproben enthielten außer unverbranntem Methan, Sauerstoff und Stickstoff als stabile Reaktionsprodukte nur Wasser, Kohlenmonoxid, Kohlendioxid und Wasserstoff. Aus den Versuchen folgt, daß die Verbrennung bereits im Bereich hinter der Einblasstelle intensiv einsetzt.

VIII. Literaturverzeichnis

- 1 J.E. Broadwell      Analysis of the fluid mechanics for secondary injection for thrust vector control.  
AIAA J. 1 (1963), S. 1067/75
- 2 A.F. Charwat      Interaction of a supersonic stream and a transverse supersonic jet.  
J. Allegre      AIAA J. 2 (1964), S. 1965/72
- 3 E.E. Zukoski      Secondary injection of gases into a supersonic flow.  
F.W. Spaid      AIAA J. 2 (1964), S. 1689/96
- 4 N.E. Hawk      Two-dimensional secondary jet interaction with a supersonic stream.  
J.L. Amick      AIAA J. 5 (1967), S. 655/60
- 5 J.A. Schetz      Structure of highly underexpanded transverse jets in a supersonic stream.  
P.F. Hawkins      AIAA J. 5 (1967), S. 882/84  
H. Lehmann
- 6 F.W. Spaid      A study of the interaction of gaseous jets from transverse slots with supersonic external flows.  
E.E. Zukoski      AIAA J. 6 (1968), S. 205/212
- 7 J.A. Schetz      Fuel injection and mixing in a supersonic stream.  
H.E. Gilreath      Twelfth Symposium (Internat.) on Combustion. Pittsburgh, Pa.: The Combustion Institute 1969, S. 1141/49  
S.C. Lubard
- 8 J.A. Schetz      Interaction shock shape for transverse injection in supersonic flow.  
J. Spacecraft 7 (1970), S. 143
- 9 L.S. Cohen      Penetration and mixing of multiple gas jets subjected to a cross flow.  
L.J. Coulter      AIAA J. 9 (1971), S. 718/24  
W.J. Egan
- 10 F.S. Billig      A unified analysis of gaseous jet penetration.  
R.C. Orth      AIAA J. 9 (1971), S. 1048/58  
M. Lasky
- 11 J.P. Wagner      Penetration and spreading of transverse jets of hydrogen in a Mach 2,72 airstream.  
J.M. Cameron      NASA CR - 1794 (1971)  
F.S. Billig
- 12 R.C. Rogers      A study of the mixing of hydrogen injected normal to a supersonic airstream.  
NASA TN D-6114 (1971)

- 13 F.S. Billig  
G.L. Dugger  
The interaction of shock waves and heat addition in the design of supersonic combustors.  
Twelfth Symposium (Internat.) on Combustion. Pittsburgh, Pa.: The Combustion Institute 1969, S. 1125/34
- 14 J.R. Henry  
Recent research on fuel injection and mixing and piloted-ignition for scramjet combustors.  
Twelfth Symposium (Internat.) on Combustion Institute 1969, S. 1175/82
- 15 G. Kappler  
Experimente zum Strömungs- und Verbrennungsablauf bei der transversalen Injektion von Wasserstoff und Methan in heiße Überschall-Luftstrahlen.  
Diss. Universität Karlsruhe (TH) 1970
- 16 K. Bier  
G. Kappler  
H. Wilhelmi  
Experiments on the combustion of hydrogen and Methane injected transversely into a supersonic air stream.  
Thirteenth Symposium (Internat.) on Combustion. Pittsburgh, Pa.: The Combustion Institute 1971, S. 675/82
- 17 K. Bier  
G. Kappler  
H. Wilhelmi  
Zündung und Verbrennungsablauf beim Einblasen von Wasserstoff und Methan in heiße Überschall-Luftstrahlen.  
Chemie-Ing. Techn. 43 (1971), S. 545/50
- 18 K. Bier  
G. Kappler  
H. Wilhelmi  
Influence of the injection conditions on the ignition of methane and hydrogen in a hot Mach 2 air stream.  
AIAA J. 9 (1971), S. 1865/66
- 19 H. Wilhelmi  
Zündung und Verbrennungsablauf beim Einblasen von Brenngas in heiße Überschallströmungen.  
Forsch. Ing.-Wes. 40 (1974), S. 1/14
- 20 H. Wilhelmi  
J.P. Baselt  
K. Bier  
Experiments on the propagation of mixing and combustion injecting hydrogen transversely into hot supersonic streams.  
Fourteenth Symposium (Internat.) on Combustion. Pittsburgh, Pa.: The Combustion Institute 1973, S. 585/93
- 21 J.P. Baselt  
Vermischungs- und Verbrennungsablauf beim transversalen Einblasen von Wasserstoff in heiße Überschall-Luftstrahlen.  
Diss. Universität Karlsruhe (TH) 1975

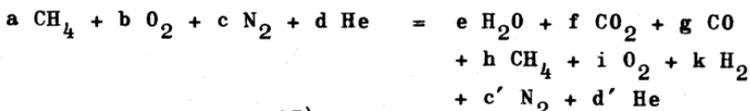
- 22 H. Wilhelmi  
J.P. Baselt  
W. Lachenmeier  
N. Waltenberger      Zündbedingungen und Verbrennungsablauf  
in stabilen Überschall-Diffusionsflammen.  
Tagungsbericht 1975 des Instituts für  
Chemie der Treib- und Explosivstoffe  
der Fraunhofer-Gesellschaft
- 23 A. Ferri      Mixing-controlled supersonic combustion.  
Ann. Rev. Fluid Mech. 5 (1973), S. 303/38
- 24 H. Tsuji  
T. Takeno  
A. Yoshida      A preliminary study of supersonic  
combustion in a vitiated airstream  
using transverse injection.  
ISAS-Report No 510 (Vol. 39, No 7, 1974)
- 25 K. Foelsch      The analytical design of an axially  
symmetric Laval nozzle for a parallel  
and uniform jet.  
J. Aeron. Sci. 16 (1949), S. 161/66
- 26 L.H. Jorgensen      The total enthalpy of a one-dimensional  
nozzle flow with various gases.  
NASA TN D-2233, 1964
- 27 F. Schmalz      Messung und theoretische Berechnung  
von Zündverzugszeiten in Wasserstoff-  
Luft-Gemischen bei Temperaturen um 1000 K  
und Drücken unter 1 at.  
Diss. RWTH Aachen 1970
- 28 I.N. Momtchiloff  
E.D. Taback  
R.F. Bushwell      Kinetics in Hydrogen-air flow systems.  
I. calculation of ignition delays for  
hypersonic ramjets.  
Ninth Symposium (Internat.) on  
Combustion. Pittsburg, Pa.: The Combustion  
Institute 1963, S. 220/230
- 29 J. Algermissen  
M. Natter      Die reaktionskinetische Leistungs-  
begrenzung des Hyperschallstaustrahl-  
triebwerks.  
Forsch. Ing.-Wes. 40 (1974), S. 153/162
- 30 M.G. Torrence      Effect of injectant molecular weight  
on mixing of a normal jet in a Mach 4  
airstream.  
NASA TN D-6061 (1971)
- 31 C.R. McClinton      The Effect of Injection Angle on the  
Interaction between Sonic Secondary Jets  
and a Supersonic Free Stream.  
NASA TN D-6669 (1972)
- 32 R. Günther      Verbrennung und Feuerungen.  
Springer-Verlag Berlin-Heidelberg-  
New York (1974)

IX. Anhang

1. Rechenverfahren zur Auswertung der Abgasanalyse bei der Verbrennung von Methan unter Verwendung eines Tracergases

a) Gleichungssystem zur Berechnung der Gaszusammensetzung vor und nach der Reaktion aus den gemessenen Molenbrüchen der Gasproben

Reagiert Methan, dem ein bekannter Anteil von Helium als Tracergas zugemischt ist, mit dem Sauerstoff der Luft, so kann die chemische Reaktion zu stabilen Endprodukten durch die Gleichung



beschrieben werden <sup>15)</sup>.

Dabei lassen sich folgende Mengenbilanzen für die vorkommenden Elemente bzw. Verbindungen aufstellen:

Bilanz über

$$\text{C} : \quad a = f + g + h \quad (1)$$

$$\text{O}_2 : \quad b = i + e/2 + f + g/2 \quad (2)$$

$$\text{H}_2 : \quad 2 a = e + 2 h + k \quad (3)$$

$$\text{N}_2 : \quad c = c' \quad (4)$$

$$\text{He} : \quad d = d' \quad (5)$$

Dem Brenngas Methan sei Helium mit dem bekannten Mischungsverhältnis  $y$  beigegeben:

$$y = d/a \quad (6)$$

Das Mischungsverhältnis  $u$  von Sauerstoff und Stickstoff sei beliebig:

$$u = c/b \quad (7)$$

---

<sup>15)</sup> Die Bildung von  $\text{NO}_2$ , das nach früheren Untersuchungen in dem im Plasmabrenner erhitzten Luftstrahl mit höchstens 2 % vorkommt, wird vernachlässigt. Das in der Gasprobe enthaltene  $\text{NO}_2$  wird mit dem Wasser ausgefroren.

Mit der Gesamt molzahl nach der Reaktion

$$n = e + f + g + h + i + k + c + d$$

erhält man die Molenbrüche

$$x_{\text{H}_2\text{O}} = e/n, \quad x_{\text{CO}_2} = f/n \quad \text{usw.}$$

Bezieht man auch die Molenbrüche der Ausgangsstoffe auf die Gesamt molzahl nach der Reaktion, so erhält man als Rechengrößen die Molenbrüche:

$$x'_{\text{CH}_4} = a/n, \quad x'_{\text{O}_2} = b/n, \quad x'_{\text{N}_2} = c/n, \quad x'_{\text{He}} = d/n.$$

Damit lassen sich die Gleichungen ( 1 - 7 ) folgendermaßen umschreiben:

$$x'_{\text{CH}_4} = x_{\text{CO}_2} + x_{\text{CO}} + x_{\text{CH}_4} \quad (1)$$

$$x'_{\text{O}_2} = x_{\text{O}_2} + \frac{1}{2} x_{\text{H}_2\text{O}} + x_{\text{CO}_2} + \frac{1}{2} x_{\text{CO}} \quad (2)$$

$$2 x'_{\text{CH}_4} = x_{\text{H}_2\text{O}} + 2 x_{\text{CH}_4} + x_{\text{H}_2} \quad (3)$$

$$x'_{\text{N}_2} = x_{\text{N}_2} \quad (4)$$

$$x'_{\text{He}} = x_{\text{He}} \quad (5)$$

$$y = x'_{\text{He}} / x'_{\text{CH}_4} \quad (6)$$

$$u = x'_{\text{N}_2} / x'_{\text{O}_2} \quad (7)$$

Mit der Gesamt molzahl der Ausgangsstoffe vor der Reaktion

$$n_f = a + b + c + d$$

ergeben sich die fiktiven Molenbrüche der Ausgangsstoffe im Brenngas-Luft-Gemisch vor der Reaktion:

$$x_{\text{CH}_4}^f = a/n_f, \quad x_{\text{O}_2}^f = b/n_f, \quad x_{\text{N}_2}^f = c/n_f, \quad x_{\text{O}_2}^f = d/n_f.$$

Eliminiert man darin die Molzahl durch die Molenbrüche  $x'$ , so erhält man:

$$x_{\text{CH}_4}^f = x'_{\text{CH}_4} \frac{n}{n_f} \quad (8)$$

$$x_{\text{O}_2}^f = x'_{\text{O}_2} \frac{n}{n_f} \quad (9)$$

$$x_{N_2}^f = x'_{N_2} \frac{n}{n_f} \quad (10)$$

$$x_{He}^f = x'_{He} \frac{n}{n_f} \quad (11)$$

Das Molzahlverhältnis  $n/n_f$  läßt sich durch die Molenbrüche ausdrücken:

$$\frac{n}{n_f} = \frac{x_{H_2O} + x_{CO_2} + x_{CO} + x_{CH_4} + x_{O_2} + x_{N_2} + x_{H_2} + x_{He}}{x'_{CH_4} + x'_{O_2} + x'_{N_2} + x'_{He}} \quad (12)$$

Da vor der massenspektrometrischen Analyse der  $H_2O$ -Anteil vollständig ausgefroren wird, beträgt die Molzahl in der tatsächlich analysierten Gasprobe

$$n_p = n - e$$

Demnach gilt für die Molenbrüche in der tatsächlich analysierten Gasprobe:

$$x_{CO_2}^p = f/n_p, \quad x_{CH_4}^p = h/n_p \quad \text{usw.}$$

oder allgemein:

$$x_i^p = n_i/n_p$$

Gesucht sind die Molenbrüche in der abgesaugten Gasprobe

$$x_i = n_i/n$$

Aus den letzten beiden Gleichungen ergibt sich:

$$x_i = x_i^p \frac{n}{n_p} = x_i^p \frac{n - e}{n} = x_i^p (1 - x_{H_2O})$$

Damit liefert jeder Molenbruch einer Komponente in der analysierten Gasprobe eine weitere Gleichung, z. B.:

$$x_{CO_2} = x_{CO_2}^p (1 - x_{H_2O}) \quad (13...19)$$

Stickstoff und Kohlenmonoxid haben annähernd das gleiche Molekulargewicht, daher kann nur die Summe der Anteile dieser Komponenten bestimmt werden:

$$x_{N_2}^p + x_{CO}^p = x_{N_2+CO}^p \quad (20)$$

Damit erhält man ein System von 20 unabhängigen Gleichungen für die 20 Unbekannten:

$$x_{H_2O}^p, x_{CO_2}^p, x_{CO}^p, x_{CH_4}^p, x_{O_2}^p, x_{N_2}^p, x_{He}^p, x_{H_2}^p$$

$$x'_{CH_4}, x'_{O_2}, x'_{N_2}, x'_{He}$$

$$x^f_{CH_4}, x^f_{O_2}, x^f_{N_2}, x^f_{He}, n/n_f, u$$

$$x_{N_2}^p, x_{CO}^p$$

## b) Ergebnisse

Die Lösung des Gleichungssystems ergibt die folgenden Ausdrücke für die interessierenden Molenbrüche:

$$x_{H_2O}^p = \frac{\frac{1}{2} x_{H_2}^p - \frac{x_{He}^p}{y} + x_{CH_4}^p}{\frac{x_{H_2}^p - 1}{2} - \frac{x_{He}^p}{y} + x_{CH_4}^p}$$

$$x_{CH_4} = x_{CH_4}^p (1 - x_{H_2O}^p)$$

$$x_{CO_2} = x_{CO_2}^p (1 - x_{H_2O}^p)$$

$$x_{He} = x_{He}^p (1 - x_{H_2O}^p)$$

$$x_{H_2} = x_{H_2}^p (1 - x_{H_2O}^p)$$

$$x_{O_2} = x_{O_2}^p (1 - x_{H_2O}^p)$$

$$x_{CO} = x_{He}^p / X - x_{CH_4} - x_{CO_2}$$

$$x_{N_2}^p = x_{N_2+CO}^p (1 - x_{H_2O}) - x_{CO} \frac{E_{CO}}{E_{N_2}} \quad \text{E: Eichwerte des Ionenstroms der reinen Komponenten 16)}$$

$$x_{CH_4}^f = \frac{x_{He}}{X} \frac{n}{n_f}$$

$$x_{He}^f = x_{He} \frac{n}{n_f}$$

$$x_{N_2}^f = x_{N_2} \frac{n}{n_f}$$

$$x_{O_2}^f = \left( \frac{1}{2} x_{H_2O} + \frac{1}{2} x_{CO} + x_{CO_2} + x_{O_2} \right) \frac{n}{n_f}$$

$$\frac{n}{n_f} = \frac{x_{H_2O} + x_{CO_2} + x_{CO} + x_{CH_4} + x_{O_2} + x_{H_2} + x_{N_2} + x_{He}}{x_{CH_4} + 2 x_{CO_2} + \frac{3}{2} x_{CO} + \frac{1}{2} x_{H_2O} + x_{O_2} + x_{N_2} + x_{He}}$$

Für den relativen Anteil des reagierten Brenngases ergibt sich:

$$\alpha = 1 - x_{CH_4} \frac{X}{x_{He}}$$

## 2. Zusammenstellung der Pitot-Druckverteilungen

Abb. 28 zeigt die Verteilungen des Pitot-Drucks, die beim Einblasen verschiedener Injektionsgase in Luftstrahlen mit Mach-Zahlen zwischen 1,5 und 3,5 und statischen Drücken zwischen 0,2 und 0,6 bar in drei verschiedenen Abständen von der Injektionsstelle gemessen wurden.

Aus den Pitot-Druckverteilungen in der Meßebebene  $Y/d_s = 34$  wurden die in Abb. 17 gezeigten Mach-Zahlverteilungen berechnet.

16) Der bei der Analyse von  $N_2+CO$  gemessene Ionenstrom wurde zur Bestimmung des prozentualen Gesamtanteils dieser Komponenten bezogen auf den Eichwert des Ionenstroms für reinen Stickstoff. Wegen der unterschiedlichen Ionisationswahrscheinlichkeit von  $N_2$  und  $CO$  ergeben sich geringfügige Korrekturen, die an dieser Stelle berücksichtigt werden.

Mach - Zahl

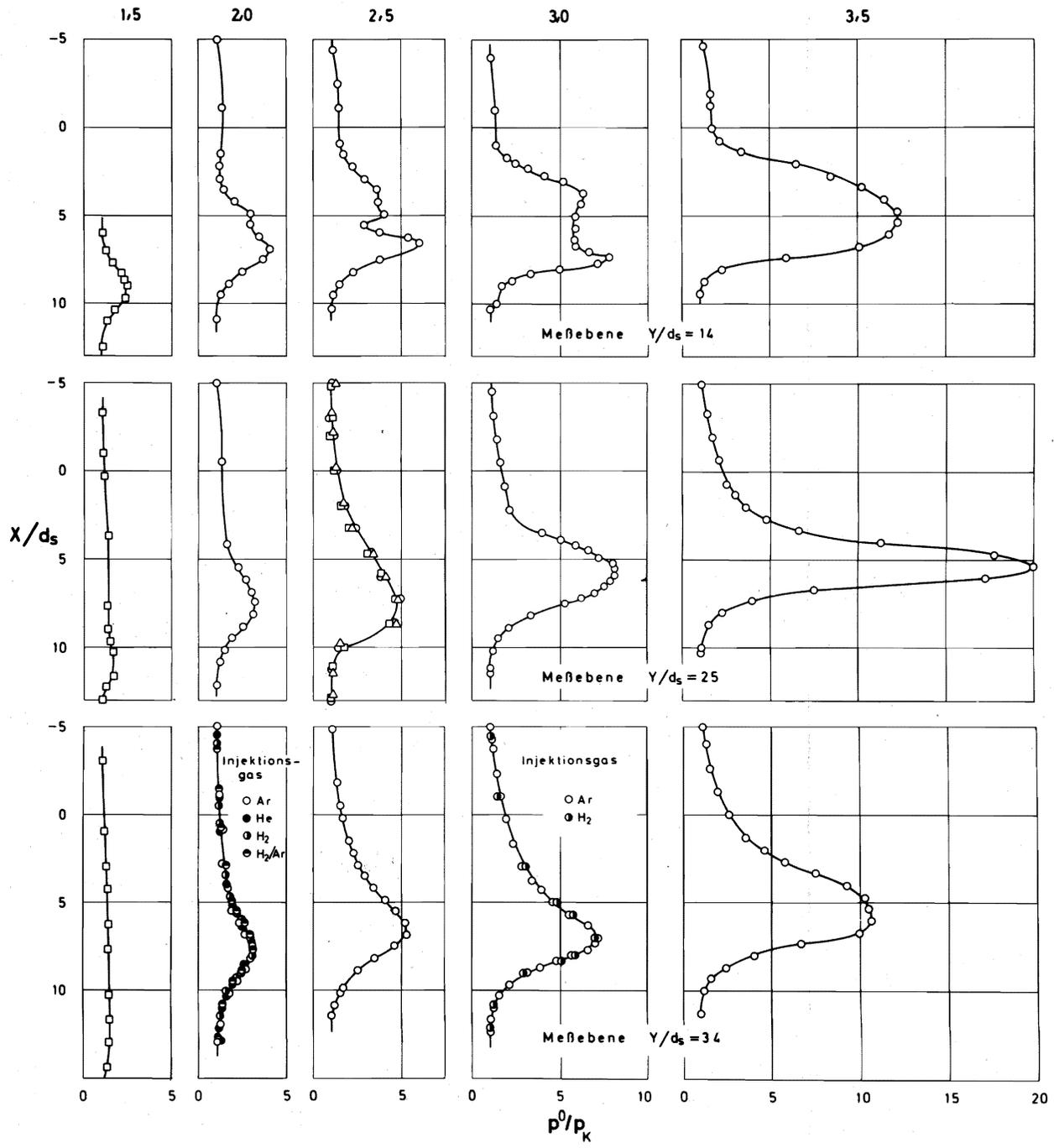


Abb. 28: Verlauf des bezogenen Pitot-Drucks  $p^0/p_K$  in drei verschiedenen Meßebenen  $Y/d_s$  beim Einblasen von Injektionsgas in Luftstrahlen mit Mach-Zahlen zwischen 1,5 und 3,5.

Statische Temperatur der Luftstrahlen

$T_s = 1400$  K für  $M = 1,5$  bis 3  
 $T_s = 1200$  K für  $M = 3,5$

Druckverhältnis des Injektionsgases

$p_{os}/p_K = 21$

Injektionsgas	statischer Druck $p_K$ /bar		
	0,2	0,4	0,6
Ar	○	□	△
He	●		
H <sub>2</sub>	◐		
H <sub>2</sub> mit 40 mol% Ar	◑		