

# SCHLIERENINTERFERENZAUFNAHMEN VON KOPFWELLEN UND GRENZSCHICHTEN DISSOZIIERTER GASE

Von Dr. H. OERTEL

Deutsch-Französisches Forschungsinstitut

## 1. PROBLEMSTELLUNG

IN HYPERSCHALLSTRÖMUNGEN hoher Gasdichte um kalte Körper tritt nur eine wesentliche Abweichung von den Überschallströmungen auf: Die Temperatur wird in Kopfwellen und Grenzschichten so hoch, dass man nicht mehr mit perfektem Gasverhalten rechnen kann. Die Gas-moleküle werden zu Schwingungen angeregt und zu Atomen dissoziiert. Mit abnehmender Gasdichte kommt eine Reihe weiterer Abweichungen hinzu. Es stellen sich keine lokalen thermodynamischen Gleichgewichte der Schwingungen und der Dissoziation mit der Translation und der Rotation der Moleküle mehr ein. Die Grenzschichten werden so dick, dass ihre Verdrängungswirkung nicht mehr nur als schwache Korrektur in die Berechnung der Kopfwellen eingesetzt werden kann. Es treten so hohe Änderungen der Strömungsgeschwindigkeit und Temperatur über die mittlere freie Weglänge der Moleküle auf, dass man nicht mehr mit den Randbedingungen verschwindender Strömungsgeschwindigkeit und verschwindenden Temperatursprunges an Wänden rechnen kann. Es wird fraglich, ob die herkömmlichen Ansätze für die molekularen Transportprozesse anwendbar sind.

Die Zahl der theoretischen Arbeiten über solche Hyperschallströmungen geringer Gasdichte steht in einem auffallenden Missverhältnis zur Zahl der experimentellen Arbeiten. Sehr viele theoretische Arbeiten schliessen mit der Bemerkung, dass die experimentelle Prüfung ihre Hypothesen noch aussteht.

Eine solche Prüfung kann durch Messungen von Grenzschichtdicken und Stossabständen stumpfer Körper bei hinreichend kleinen Gasdichten, hinreichend hohen Machzahlen und hohen Temperaturen vorgenommen werden. Es war das Ziel der im folgenden zu beschreibenden Experimente zu erkunden, ob die hierzu erforderliche Visualisierung von Grenzschichten

stumpfer Körper in einem kleinen Hyperschallstossrohr mit Hilfe eines Schliereninterferometers möglich ist.

Es bestand einige Hoffnung, dass die Visualisierung gelingen würde, nach dem Vorversuche mit  $N_2$  die in Abb. 1 gezeigte Strömungsaufnahme

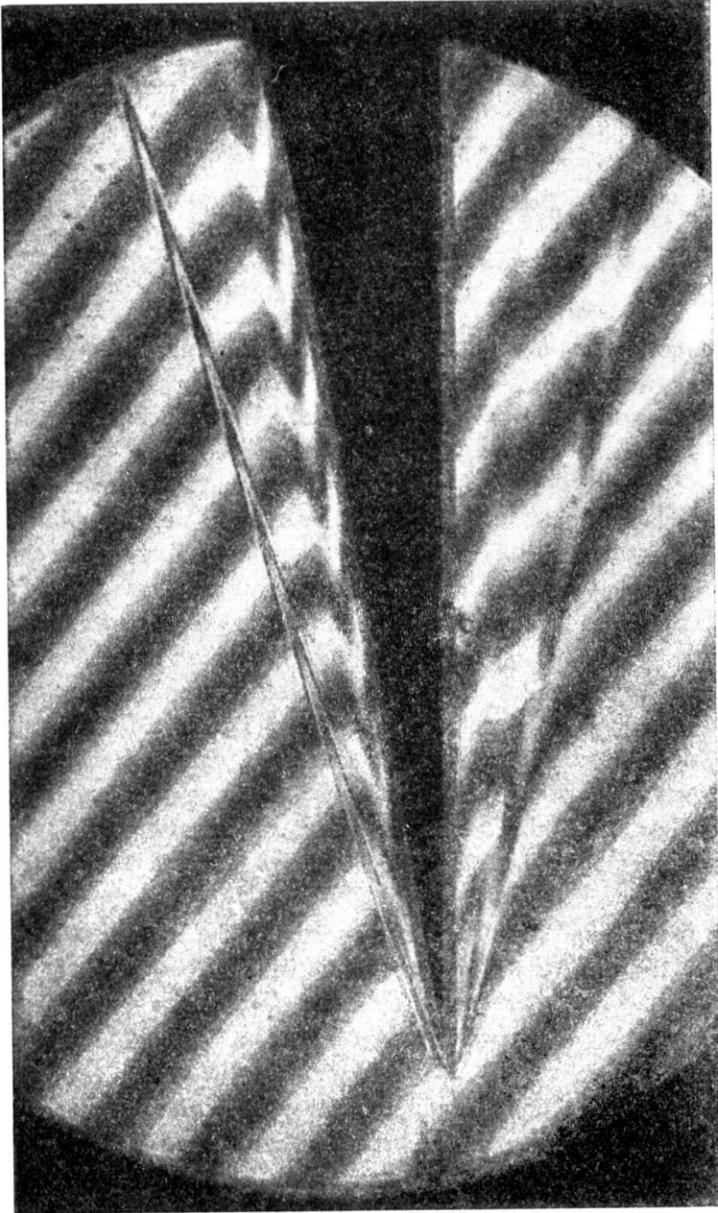


ABB. 1.

ergeben hatten<sup>(1,2)</sup>. Sie zeigt die Stöße und die sehr dicken Grenzschichten eines parallel zu einer Seite überströmten  $10^\circ$ -Keils bei der Strömungsmachzahl  $M = 8$ , Temperatur  $T = 130^\circ\text{K}$  und einer Dichte  $\rho$  des anströmenden Gases, die nur etwa  $3 \cdot 10^{-3}$  der Normaldichte  $\rho_N$  des Atmosphäre betrug. Falls möglich, sollten einige Messungen von Stossabständen und Grenzschichtdicken vorgenommen werden.

## 2. VERSUCHSANORDNUNG

### (a) Stossrohr

Die Versuche wurden in einem kleinen Hyperschallstossrohr mit den in Bild 2 angegebenen Abmessungen durchgeführt. Als Treibgas wurde in das Treibrohr  $\text{H}_2$  mit dem Anfangsdruck  $38 \leq p_5/\text{atm} \leq 42$  und als Arbeitsgas in den Lauf  $\text{N}_2$ , Luft oder  $\text{CO}_2$  mit dem Anfangsdruck  $7,6 \leq p_1/\text{mm Hg} \leq 760$  eingefüllt. Die übrige Anlage wurde auf einen Druck

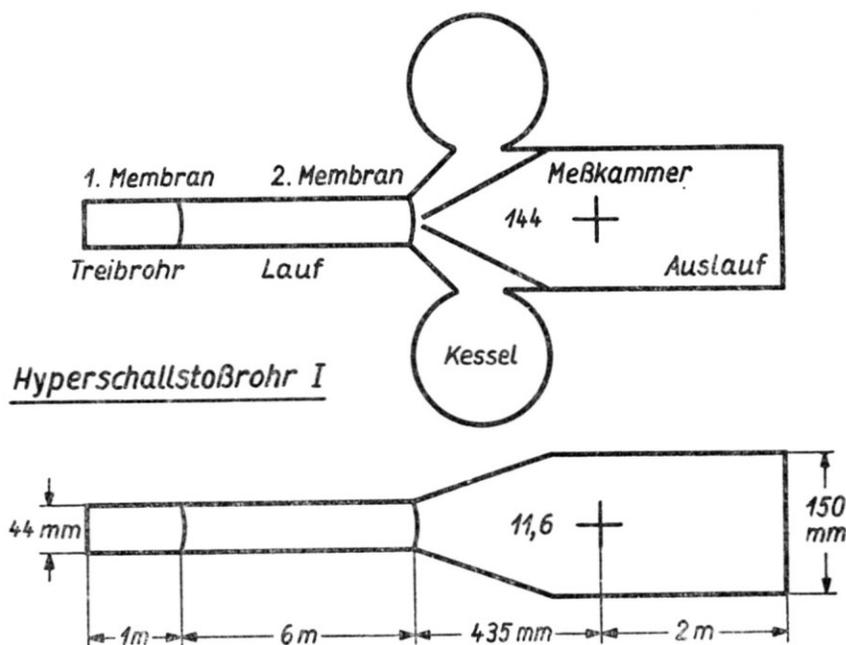


ABB. 2.

unter  $0,1 \text{ mm Hg}$  evakuiert. Der nach dem Platzen der ersten Membran in das Arbeitsgas laufende Verdichtungsstoss zerstörte die zweite Membran ohne merkliche Stossreflexion. Das von dem Verdichtungsstoss komprimierte, erhitzte und beschleunigte Arbeitsgas strömte mit einer Machzahl  $M_2 > 1$  entweder nach Abschälung der Laufgrenzschicht in

eine Konusdüse mit dem Querschnittsverhältnis  $A'/A = 144$  oder ohne Abschälung der Laufgrenzschicht in eine Konusdüse mit dem Querschnittsverhältnis  $A'/A = 11,6$ . Die Strömung des in der Düse expandierten Gases um Körper in der Messkammer konnte durch zwei Fenster mit dem Durchmesser 50 mm beobachtet werden.

(b) *Umströmte Körper*

Es wurden die Strömungen um Keile mit verschiedenen Anstellwinkeln  $\gamma \leq 45^\circ$  der Keilflächen gegen die Richtung der Anströmung und die Strömungen um Zylinder mit verschiedenen Durchmesser  $D \leq 34$  mm beobachtet. Vorversuche hatten ergeben, dass erhebliche Störungen der Strömungen auftraten, wenn die Keile oder Zylinder von Fenster zu Fenster reichten, oder wenn ihr Abstand von den Fenstern weniger als 2 cm betrug. Als Länge aller Keile oder Zylinder wurde daraufhin 10 cm gewählt.

(c) *Interferometer*

Die Visualisierung erfolgte mit Hilfe eines von G. Nomarski<sup>(3)</sup> angegebenen und von G. Gontier<sup>(4)</sup> sowie von Mitarbeitern der Onera France<sup>(5,6)</sup> in die Strömungsmesstechnik eingeführten Differentialinterferenz-

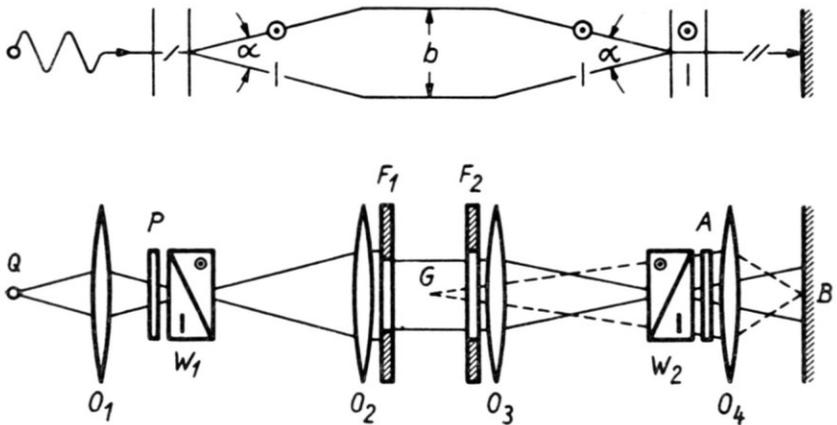


ABB. 3. Schliereninterferometer.

verfahrens. Es wurde die in Abb. 3 skizzierte mit Linsen arbeitenden Anordnung verwendet. Ein von der Lichtquelle  $Q$  kommender Strahl wird von der Polarisationsfolie  $P$  linearpolarisiert. Er wird in dem doppelbrechendem Wollastan Prisma  $W_1$  in zwei senkrecht zu einander polarisierte Strahlen gespalten. Diese verlassen  $W_1$  mit den Winkeln  $\pm \frac{\alpha}{2}$  gegen die Richtung des eintretenden Strahles. Sie werden von der Linse  $O_2$  pa-

parallel gerichtet und durchsetzen die Messkammer mit einer kleinen Versetzung  $b$ . Die Linse  $O_3$  und das Wollaston Prisma  $W_2$  heben die Spaltung der beiden Strahlen je nach Justierung ganz oder bis auf einen kleinen Restwinkel auf. Sie sind nach Verlassen des Prismas  $W_2$  noch senkrecht zueinander polarisiert. Die Polarisationsfolie  $A$  lässt nur die in gleicher Richtung polarisierten Komponenten passieren. Diese interferieren. Das Objektiv  $O_4$  bildet die Gegenstandsebene  $G$  der Messkammer in der Bildebene  $B$  ab. Jeder Punkt in  $B$  empfängt kohärentes Licht von zwei Punkten mit dem Abstand  $b$  in  $G$ . Man beobachtet in  $B$  zwei entsprechend  $b$  versetzte Bilder eines Gegenstandes in  $G$ . Man beobachtet ferner je nach Justierung eine Interferenzfarbe oder Interferenzstreifen senkrecht zu  $b$ . Dichtedifferenzen in der Messkammer bewirken mit ihren  $b$ -parallelen Komponenten Farbänderungen oder Streifenverschiebungen in  $B$ . Als Lichtquelle dienten Punktfunken von  $0,5 \text{ mm } \phi$ , die in der selben Funkenstrecke mit Zeitabständen  $4 \cdot 10^{-5} \leq t/s \leq 2 \cdot 10^{-4}$  gezündet wurden. Die Auslösung der Funken erfolgte mit Hilfe eines quarzgesteuerten Impulsgenerators und die Auslösung des Impulsgenerators mit Hilfe eines in die Düse des Stossrohres gehaltenen kleinen Platinthermometers. Die Bildtrennung erfolgte auf rotierendem Film mit Filmgeschwindigkeiten bis  $80 \text{ m/s}$ . Es wurden Serien von 6 bis 18 Bildern aufgenommen.

#### (d) Messung der Stossgeschwindigkeit im Lauf

Bei jedem Versuch wurden die Stosslaufzeiten zwischen 3 Stossdetektoren im Lauf gemessen. Als Stossdetektoren dienten Platinthermometer. Diese wurden mit weniger als  $1/10 \mu$  Schichtdicke und  $0,8 \text{ mm}$  Breite in die Oberfläche kleiner Glaskörper eingebrannt und in die Innenwand des Laufes eingesetzt. Die Zeitmessung erfolgte mit  $10^6 \text{ Hz}$ -Transistorcountern.

### 3. DATEN DER ANSTRÖMUNG

Die Auswertung der gemessenen Stosslaufzeiten ergab die in Abb. 4 als Funktion des Anfangsdrucksverhältnisses  $p_5/p_1$  aufgetragenen Stossmachzahlen  $M_s$  am Düseneingang. Mit diesen  $M_s$  und  $p_1$  bei  $p_5 = 40 \text{ atm}$  und mit den geometrischen Querschnittsverhältnissen  $A'/A$  der Düsen errechnen sich für ein perfektes zweiatomiges Gas ( $f = 5$ ) die in den Bildern 5 u. 6 aufgetragenen Strömungsdaten im Düsenausgang. Mit  $N_2$  waren keine merklichen Abweichungen vom perfekten Gasverhalten zu erwarten. Für Luft und  $\text{CO}_2$  sind in der Tabelle Abb. 7 einige von F. Wecken berechneten Strömungsdaten aufgeführt. Es wurde für Luft nur die Dissoziation  $\text{O}_2 \rightleftharpoons 2\text{O}$  und für  $\text{CO}_2$  nur die Dissoziation  $\text{CO}_2 \rightleftharpoons \text{CO} + 1/2 \text{O}_2$  in Rechnung gesetzt. Es wurde angenommen, dass sich thermodynamische Gleichgewichte einstellen.

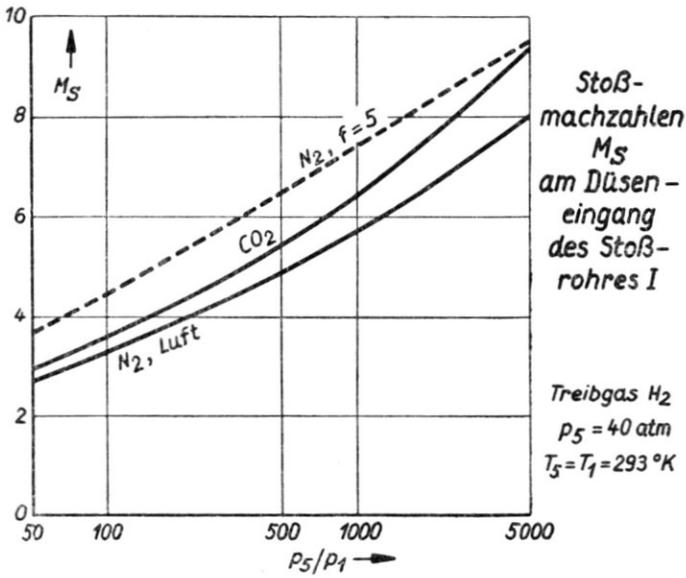


ABB. 4.

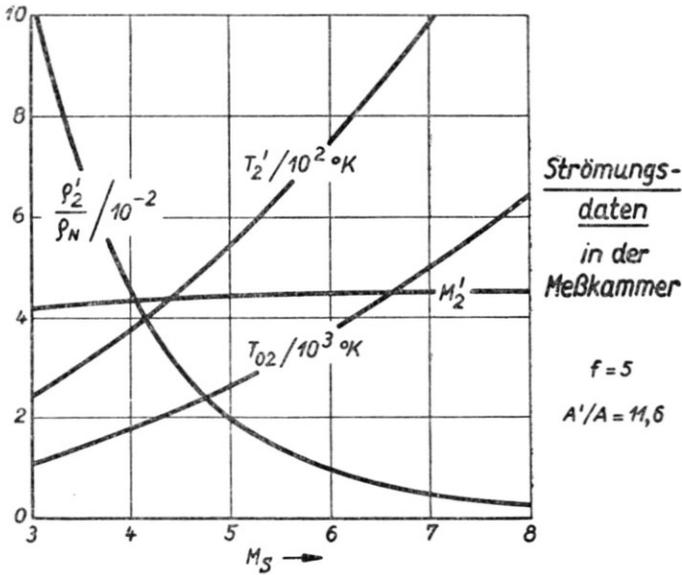
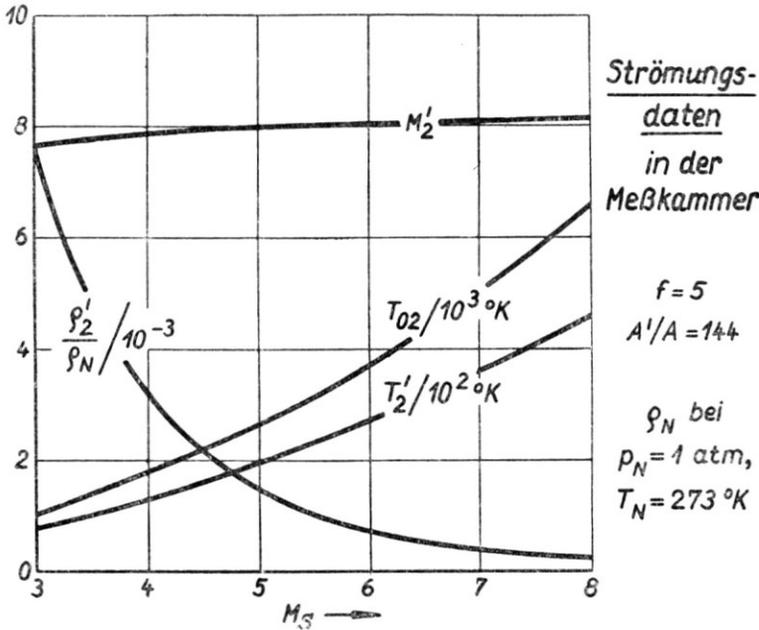


ABB. 5.

Es war aus 3 Gründen fraglich, ob sich diese berechneten Strömungsdaten in der Messkammer tatsächlich einstellten:

- (1) Es bestand die Gefahr, dass die beim Start der Strömung in das Arbeitsgas laufende Welle bereits in der Düse das gesamte Arbeitsgas erfasste. Es bestand also die Gefahr, dass sich gar keine stationäre Strömung des Arbeitsgases ausbildete.



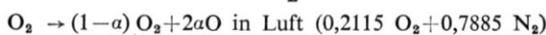
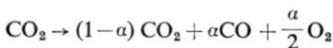
- (2) Es war nicht sicher, ob die effektiven Querschnittsverhältnisse der Expansion hinreichend wenig von den geometrischen Querschnittsverhältnissen der Düsen abwichen. Die Verdrängungswirkung der Düsengrenzschicht konnte geringere und die Divergenz der Stromlinien in der Messkammer konnte grössere effektive Querschnittsverhältnisse zur Folge haben.
- (3) Es bestand die Möglichkeit, dass die Dissoziation und die Molekülschwingungen bei der Expansion in der Düse einfroren.

Die erste Frage wurde durch Aufnahmeserien der in Abb. 8 bis 10 gezeigten Art beantwortet. Abb. 8 zeigt die Kopfwelle eines hinter der Düse 144 symmetrisch umströmten  $60^\circ$  Keils bei  $M_s = 4$  vom Start der  $N_2$ -Strömung bis zum Abreißen der  $H_2$ -Strömung. Der Bildabstand betrug  $2 \cdot 10^{-4}$ . Abb. 9 zeigt die Kopfwelle eines Zylinders hinter der Düse 144 bei  $M_s = 6,3$  vom Start der Luft-Strömung bis zum Start der  $H_2$ -Strömung. Der Bildabstand betrug  $10^{-4}$ . Abb. 10 zeigt die Kopfwelle des-

selben Zylinders hinter der Düse 11,6 bei  $M_s = 7,1$  vom Start der  $\text{CO}_2$ -Strömung bis zum Start der  $\text{H}_2$ -Strömung. Der Bildabstand betrug  $4 \cdot 10^{-5}$ . Zahlreiche solche Aufnahmeserien ergaben, dass sich selbst bei  $M_s = 8$  noch stationäre Strömungen des Arbeitsgases einstellten. Allerdings nahm die Blaszeit mit wachsender Stossmachzahl  $M_s$  von etwa  $5 \cdot 10^{-4}$  bei  $M_s = 4$  auf etwa  $5 \cdot 10^{-5}$  bei  $M_s = 8$  ab.

Die zweite Frage nach dem effektiven Querschnittsverhältnis konnte nur für  $\text{N}_2$  und Luft mit einiger Sicherheit beantwortet werden. Messungen des Stosswinkels an einem  $60^\circ$ -Keil in  $\text{N}_2$  an verschiedenen Stellen der Messkammer ergaben, dass die Winkel der Stromlinien mit der Düsenachse im beobachteten Teil der Messkammer kleiner als  $\pm 2^\circ$  und die Abweichungen der Strömungsmachzahlen von den berechneten kleiner als  $\pm 1$  waren. Genauere Kenntnis der Strömungsmachzahl war für die beabsichtigten Untersuchungen nicht erforderlich. Die  $\text{N}_2$ -Expansion

Gas		Luft		$\text{CO}_2$			
Vor Expansion	$p_1/\text{mm Hg}$	10		10		20	
	$M_s$	7,2		9,2		7,1	
	$M_2$	2,1		2,7		1,9	
	$\varrho_2/\varrho_1$	6,8		10,1		9,9	
	$\varrho_2/\varrho_N$	0,083		0,124		0,243	
	$T_2/^\circ\text{K}$	2660		2330		1760	
	$100\alpha$	3,8		6,6		0,3	
Nach Expansion	$A'/A$	11,6	144	11,6	144	11,6	144
	$M'_2$	4,2	7,1	4,3	5,8	4,3	6,1
	$\varrho'_2/\varrho_N$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$7,8 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$
	$T'_2/^\circ\text{K}$	1230	490	1760	1170	1130	690
Nach Stoss	$\varrho''_2/\varrho'_2$	7,3	9,4	10,8	14,2	9,1	11,6
	$\varrho''_2/\varrho_N$	$3,8 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$	0,12	$1,1 \cdot 10^{-2}$	0,15	$1,4 \cdot 10^{-2}$
	$T''_2/^\circ\text{K}$	3300	3010	2828	2660	2410	2280
	$100\alpha$	38	48	33	38	8,7	11,5



$$p_5 = 40 \text{ atm}, T_5 = T_1 = 293^\circ\text{K}$$

$$\varrho_N = \text{Dichte bei } p_N = 1 \text{ atm}, T_N = 273^\circ\text{K}$$

$$\varrho_N(\text{CO}_2) = 1,977 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3; \varrho_N(\text{Luft}) = 1,293 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$$

ABB. 7. Strömungsdaten in Luft und  $\text{CO}_2$ .



ABB. 8.  $N_2-H_2$ -Strömung um einen  $60^\circ$ -Keil,  
 $A'/A = 144$ ;  $M_s = 4$ ;  $\Delta t = 2 \cdot 10^{-4}$  s.

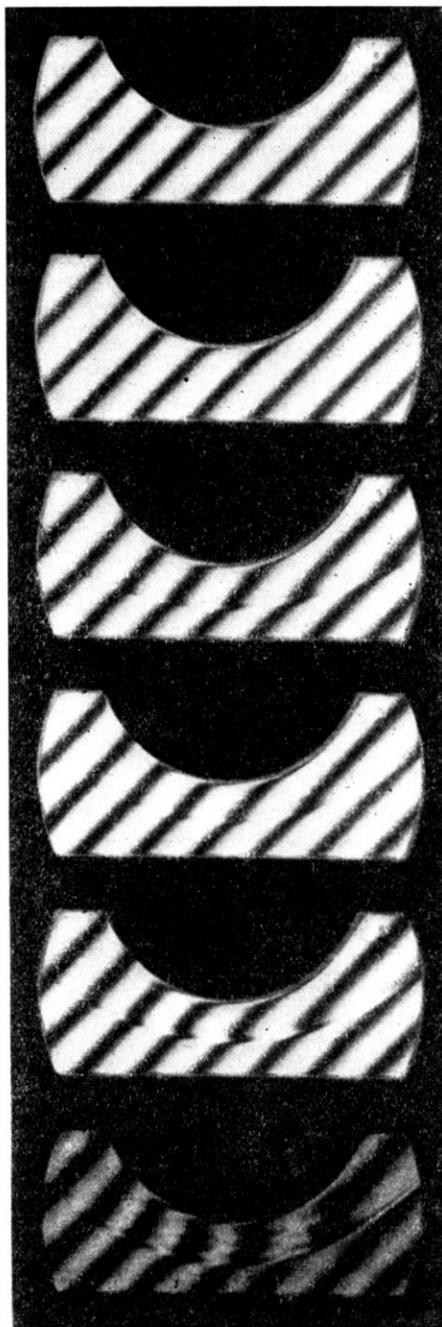


ABB. 9. Luft- $H_2$ -Strömung um einen Zylinder,  
 $A'/A = 144$ ;  $M_s = 6,3$ ;  $\Delta t = 10^{-4}$  s.

durfte also mit den geometrischen Querschnittsverhältnissen berechnet werden. Die in Luft vor der Düse zu erwartenden Abweichungen vom perfekten Gasverhalten waren nicht so gross, dass eine wesentlich andere Ausbildung der Düsengrenzschicht zu erwarten gewesen wäre. Es durfte



ABB. 10.  $\text{CO}_2\text{-H}_2$  — Strömung um einen Zylinder,  
 $A'/A = 11,6$ ;  $M_S = 7,1$ ;  $\Delta t = 4 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ .

also auch die Luft-Expansion mit den geometrischen Querschnittsverhältnissen berechnet werden.

Auch die dritte Frage nach dem Einfluss des möglicherweise erfolgenden Einfrierens der Dissoziation und Molekülschwingung in der Düse

konnte nur für  $N_2$  und Luft mit einiger Sicherheit beantwortet werden. In beiden Gasen konnten vor und in der Düse nur so geringe Abweichungen vom perfekten Gasverhalten auftreten, dass selbst totales Einfrieren keinen grossen Einfluss auf die Strömungsdaten in der Messkammer haben konnte. Es wurde hier ein Vorteil ausgenutzt, den das ohne Stossreflexion expandierende Hyperschallstossrohr gegenüber allen mit Lavaldüsen expandierenden Anlagen hat. Man kann in diesem die Versuchsbedingungen so wählen, dass starke Schwingungsanregung und Dissoziation hinter einem senkrecht in der Messkammer stehenden Stoss bei schwacher Schwingungsanregung und verschwindender Dissoziation vor der Düse auftritt. Dies ist möglich, weil die Stauenthalpie  $h_{02}$  hinter dem Verdichtungsstoss vor der Düse erheblich höher sein kann als die Enthalpie  $h_2$ . Bei perfektem Gasverhalten ist

$$\lim_{M_s \rightarrow \infty} \frac{h_{02}}{h_2} = 2 \frac{1+f}{2+f} = 1,71 \text{ mit } f = 5$$

Für  $CO_2$  bestand dieser Vorteil nur hinsichtlich der Dissoziation und der Molekülschwingung mit der charakteristischen Temperatur  $3360^\circ K$ . Er bestand nicht für die beiden anderen Molekülschwingungen mit den charakteristischen Temperaturen  $954^\circ K$  und  $1920^\circ K$ . Darum sind die für  $CO_2$  angegebenen Strömungsdaten lediglich als Schätzwerte anzusehen.

Wachsende Stossmachzahlen  $M_s$  im Lauf und damit höhere Temperaturen  $T'_2$  und Strömungsgeschwindigkeiten  $u'_2$  in der Messkammer wurden mit abnehmendem Anfangsdruck  $p_1$  im Lauf und damit abnehmender Dichte  $\rho'_2$  in der Messkammer erreicht. Bei gleichen  $M_s$  war  $\rho'_2$  hinter der Düse 11,6 etwa 10 mal grösser als hinter der Düse 144. Bei Stossmachzahlen  $M_s$  über 7 war die mittlere freie Weglänge hinter der Düse 144 grösser als 0,17 mm. Hinter einem senkrecht in der Messkammer stehenden Verdichtungsstoss war sie dann grösser als 0,02 mm.

#### 4. KOPFWELLEN UND GRENZSCHICHTEN

Die Kopfwellen von Zylindern und Keilen mit Anstellwinkeln  $\gamma \geq 30^\circ$  waren im gesamten Bereich der Strömungsdaten gut sichtbar. Die Grenzschichten waren jedoch nur in einem kleinen Bereich der Gasdichten gut zu erkennen. Bei  $\rho'_2 > 1,2 \cdot 10^{-3} \rho_N$  war die Grenzschichtdicke und bei  $\rho'_2 < 3 \cdot 10^{-4} \rho_N$  die Streifenverschiebung zu klein. Die Abb. 11 u. 12 zeigen zwei Aufnahmen, auf denen die Grenzschicht gut zu sehen war. Abb. 11 zeigt die Kopfwelle und Grenzschicht eines Zylinders in Luft hinter der Düse 144 bei etwa  $M'_2 = 8$ ,  $T'_2 = 300^\circ K$  und  $\rho'_2 = 6 \cdot 10^{-4} \rho_N$ . Das Verhältnis des Stossabstandes  $a$  von der Staulinien zur Grenzschicht-

dicke  $d$  ist auf dieser Aufnahme etwa  $a/d = 7$ . Ein möglicherweise bedeutungsvolles Ergebnis liefert der Vergleich dieses Messwertes  $a/d$  mit Schätzwerten, die S.M. Scala<sup>(7)</sup> veröffentlicht hat. Danach sind bei den Machzahlen  $16 < M < 24$  und Wandtemperaturen  $600^\circ\text{K} < T_w < 1600^\circ\text{K}$  bei der Luftdichte der Strömung in Abb. 11 Werte  $6 < a/d < 8$  zu erwarten.

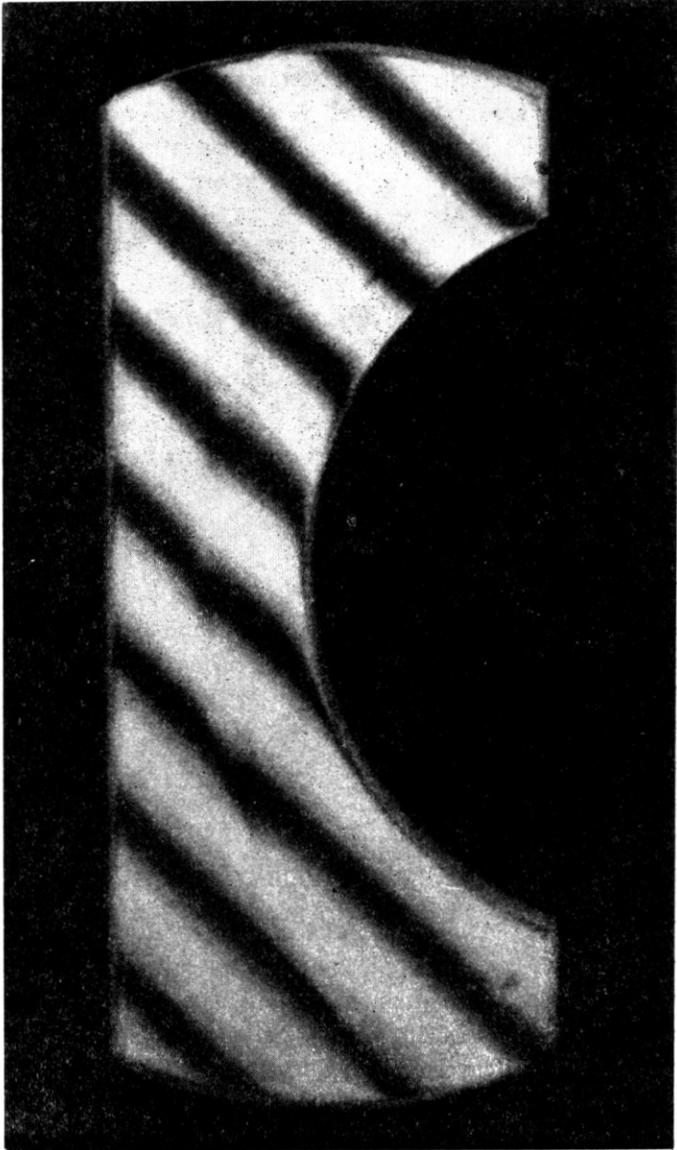


ABB. 11. Luftströmung um einen Zylinder  
 $M'_2 = 8$ ;  $T'_2 = 300^\circ\text{K}$ ;  $\rho'_2 = 6 \cdot 10^{-4} \rho_N$ .

Im vorliegenden Fall wurde der Wert  $a/d = 7$  bei  $M = 8$ ,  $T_w = 293^\circ\text{K}$  gefunden.

Abb. 12 zeigt die Kopfwellen und Grenzschicht eines  $45^\circ$ -Keils in  $\text{CO}_2$  hinter der Düse 144 bei etwa  $M_2' = 6$ ,  $T_2' = 690^\circ\text{K}$ ,  $\rho_2' = 1,2 \cdot 10^{-3} \rho_N$ . Die Grenzschicht krümmt den Stoss in der Nähe der Keilschneide. Ver-

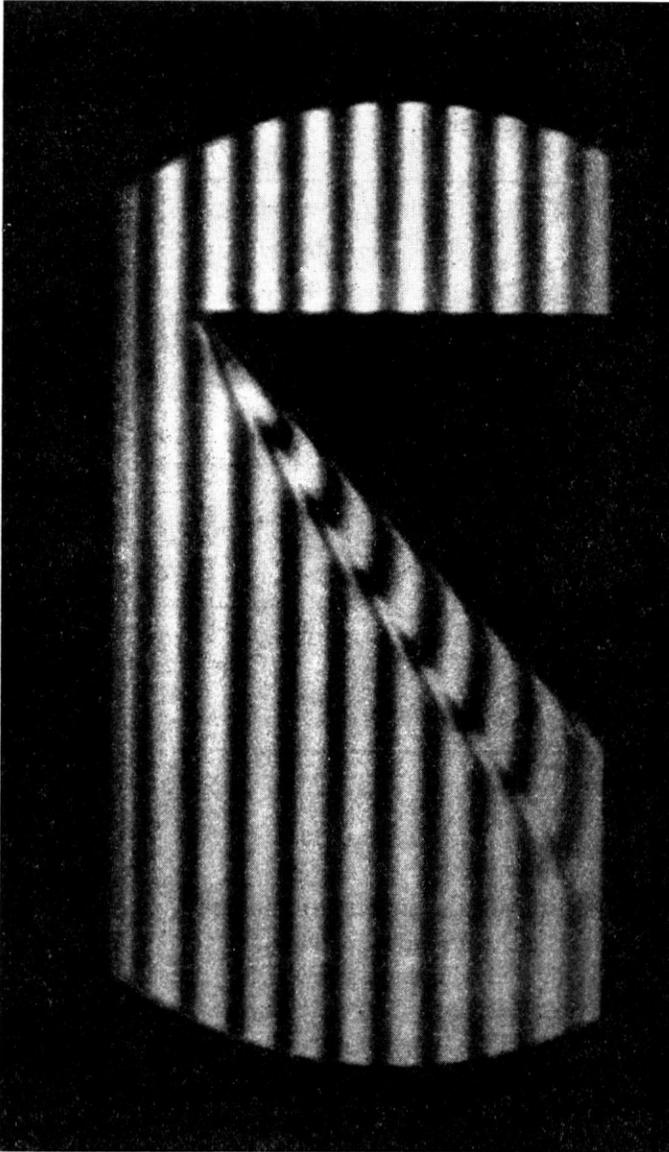


ABB. 12.  $\text{CO}_2$  — Strömung um einen  $45^\circ$  - Keil,  
 $M_2' = 6$ ;  $T_2' = 690^\circ\text{K}$ ;  $\rho_2' = 1,2 \cdot 10^{-3} \rho_N$ .

gleicht man diese Aufnahme mit der eingangs gezeigten Aufnahme der Kopfwellen und Grenzschichten eines  $10^\circ$ -Keils, so erkennt man einen wesentlichen Unterschied der Grenzschichten. Die Dichte in der Grenzschicht wird durch zwei gegenläufig wirksame Vorgänge bestimmt. Die Aufheizung durch Reibung bewirkt eine Dichteabnahme. Die Wärmeleitung zur kalten Wand bewirkt eine Dichtezunahme. In der Grenzschicht des  $10^\circ$ -Keils überwiegt die Dichteabnahme. In der Grenzschicht stumpfer Körper überwiegt die Dichtezunahme. Man erkennt dies, wenn man die Richtungen der Streifenverschiebungen in den Verdichtungsstössen und Grenzschichten vergleicht.

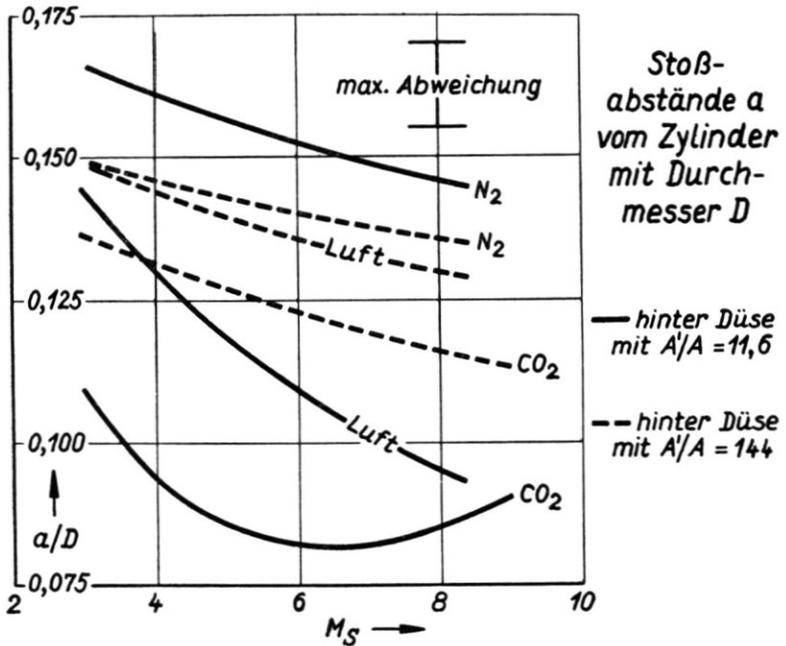


ABB. 13.

Zahlreiche solche Aufnahmen der Strömungen von  $N_2$ , Luft und  $CO_2$  um Zylinder ergaben die im Abb. 13 aufgetragenen Verhältnisse der Stoßabstände  $a$  zum Zylinderdurchmesser  $D$ . Die gemessenen  $a/D$  waren mit  $N_2$  kleiner und mit Luft und  $CO_2$  grösser als die Theorie der Zylinderkopfwellen von T. Y. Li und R. E. Geiger<sup>(8)</sup> voraussagt. Hinter jeder Düse nahm  $a/D$  mit wachsendem  $M_s$  ab. Es traten also Schwingungsanregung und vermutlich auch Dissoziation auf. Es war jedoch bei gleichen  $M_s$  das Verhältnis  $a/D$  hinter der Düse 144 grösser als hinter der Düse 11,6, also bei der grösseren Strömungsmachzahl grösser als bei der kleineren. Dieses Ergebnis stimmt qualitativ mit Beobachtungen an fliegenden Kugeln in

Cl<sub>2</sub> überein, die von R. N. Schwartz und J. Eckermann<sup>(9)</sup> veröffentlicht wurden. Als Ursache kommen hier wie dort Abweichungen von den thermodynamischen Gleichgewichten in Frage. Ausserdem waren im vorliegenden Fall die beobachteten Grenzschichtdicken nicht mehr so klein gegenüber den Stossabständen, dass die Möglichkeit eines Einflusses auf die Stossabstände nicht diskutiert werden müsste.

Die Aufnahmen von Keilkopfwellen bei grossen Keilwinkeln zeigten entsprechende aber wegen der Krümmung des Stosses in der Nähe der Keilschneide nicht durch ein einziges Längenverhältnis angebbare Abhängigkeiten.

#### LITERATURVERZEICHNIS

1. OERTEL, H., Hypersonic research at the LRSL St-Louis *Proc. of the 11 th Symposium of the COLSTON research society*, Univ. of Bristol 6.4.59, Butterworths, London
2. OERTEL, H., Experimentelle Hyperschallforschung. *Raketentechnik und Raumfahrtforschung* 3 (1959) 65-75
3. NOMARSKI, G., Microinterferomètre différentiel à ondes polarisées. *Journ. de Physique* 16, (1955) 9,5'-13,5'.
4. GONTIER, G., Contribution à l'étude de l'interferomètre différentiel à biprisme de Wollaston. *Publ. Scient. techn. Min. Air N°338* (1957)
5. PHILBERT, M., Emploi de la strioscopie interferentielle en Aérodynamique. *La Recherche Aéronautique N° 65* (1958) (19-27)
6. CHEVALERIA, R., LATRON, Y. u. VERET C., Method of Interferometry applied to the visualization of flows in wind tunnels *J. opt. Soc. Amer.* 47, 8 (1957) 703-6
7. SCALA, S. M., Hypersonic viscous shock layer *ARS Journal* 7, (1959) 520-521
8. TING-YI LI, GEIGER, R. E., Stagnation point of a blunt body in hypersonic flow. *Journal Aeron. Scien.* 24, (1957) 25-32
9. SCHWARTZ, R. N., ECKERMANN, J., Shock location in front of a sphere as a measure of real gas effects. *J. appl. phys.* 27, 2 (1956) 169-174