

KFK-266

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

Oktober 1964

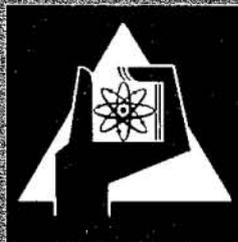
KFK 266

*Gesellschaft für Kernforschung m. b. H.  
Zentralinstitut*

Institut für Kernverfahrenstechnik

Intensität und Geschwindigkeitsverteilung von gepulsten Überschall-  
Molekularstrahlen

Otto-Friedrich Hagena, Paul-Gerhard Schüller



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

## **Intensität und Geschwindigkeitsverteilung von gepulsten Überschall-Molekularstrahlen**

Von **OTTO-FRIEDRICH HAGENA** und **PAUL-GERHARD SCHÜLLER**

Mit 6 Textabbildungen

*(Eingegangen am 23. April 1964)*

### Einleitung

In einer früheren Arbeit [1] wurde gezeigt, daß die Mach-Zahl und die Intensität von Überschall-Molekularstrahlen durch Verdichtungsstöße begrenzt sind, die sich sowohl vor der ersten Strahlblende — dem sog. „Abschäler“ — als auch stromabwärts der Abschäleröffnung ausbilden können. Die Störung durch einen geraden Verdichtungsstoß vor dem Abschäler läßt sich vermeiden, wenn der *Abstand* zwischen Düse und Abschäler *kleiner* als ein kritischer Abstand ist, der mit steigendem Expansionsverhältnis  $p_0/p_1$ <sup>1</sup> zunimmt. Die Störungen stromabwärts vom Abschäler verschwinden bei genügend kleiner Dichte am Abschäler, d. h. bei genügend *großen Abständen* zwischen Düse und Abschäler.

Aus diesen Ergebnissen wurde abgeleitet, daß Mach-Zahl und Intensität der Strahlen sich in dem

<sup>1</sup> Hierbei ist  $p_0$  („Einlaßdruck“) der Druck im Raum vor der Düse und  $p_1$  der Druck im Raum zwischen Düse und Abschäler („1. Druckstufe“).

Maße steigern lassen sollten, wie es gelingt, das Expansionsverhältnis  $p_0/p_1$  zu vergrößern. Bei vorgegebener Sauggeschwindigkeit der an die erste Druckstufe angeschlossenen Pumpe läßt sich eine Vergrößerung von  $p_0/p_1$  durch *Verkleinern des Düsendurchmessers* erzielen, und zwar ist das Expansionsverhältnis umgekehrt proportional zum engsten Querschnitt der Düse. Eine weitere Steigerung von  $p_0/p_1$  wird erzielt, wenn man die Molekularstrahlen nicht mehr *stationär*, sondern *impulsweise* erzeugt.

In einer vorausgegangenen Arbeit [2] wurde ein Verfahren zur impulsweisen Erzeugung von Überschall-Molekularstrahlen durch kurzzeitiges Freigeben der Gaszufuhr für die Düse beschrieben und der zeitliche Verlauf der Teilchendichte von solchen Molekularstrahlimpulsen untersucht. In Fortsetzung dieser Versuche wird in dieser Arbeit neben der *Intensität* auch die *Geschwindigkeitsverteilung* der Molekularstrahlimpulse bestimmt. Es wird untersucht, wie weit sich im Impulsbetrieb und bei Verwendung verschieden

großer Düsen<sup>1</sup> die Mach-Zahl und Intensität der Überschall-Molekularstrahlen steigern lassen.

## Apparatur und Durchführung der Versuche

### 1. Versuchsanordnung

Die Apparatur, an der die Experimente durchgeführt wurden, ist an anderer Stelle bereits beschrieben worden [1, 2, 3]. Sie besitzt statt großer Pumpen zum Auffangen des Strahlgas Kühlfallen, die mit flüssigem N<sub>2</sub> gekühlt sind, und ist daher in erster Linie für Experimente mit leicht ausfrierbaren Gasen gedacht. *Impulsweise* lassen sich jedoch auch Molekularstrahlen mit anderen Gasen erzeugen.

Ohne Gasbelastung durch den Molekularstrahl waren der Druck in der ersten Druckstufe kleiner als  $p_1 = 10^{-4}$  Torr und der Druck in der 2. und 3. Druckstufe enthaltenden Hochvakuumkammer kleiner als  $p_k = 8 \cdot 10^{-6}$  Torr.

Die charakteristischen Abmessungen des Strahlerzeugungssystems waren:

Durchmesser der Düsen:	$a = 0,05; 0,15; 0,30$ und $0,49$ mm,
Durchmesser des Abschälers:	$f_1 = 0,6$ mm,
Durchmesser des Kollimators:	$f_2 = 0,91$ mm,
Abstand Düse/Abschäler:	$0,5 \text{ mm} \leq d \leq 20 \text{ mm}$ ,
Abstand Abschäler/Kollimator:	16 mm,
Abstand Abschäler/Detektor:	188 mm (Intensitätsmessung) bzw. 260 mm (Geschwindigkeitsanalyse).

Zur Vermeidung von Kondensationseffekten in der Überschallströmung wurde bei den Versuchen statt wie bisher CO<sub>2</sub> als Strahlgas N<sub>2</sub> benutzt. Das Strahlerzeugungssystem befand sich bei allen Versuchen auf Zimmertemperatur.

### 2. Messung der Intensität

Zur Bestimmung des zeitlichen Verlaufes der Intensität der Molekularstrahlimpulse wurde wie früher das Ionenstromsignal des Detektors (Elektronenstoß-Ionisations-Detektor) verstärkt und über einen Oszillographen photographisch registriert. Die Signalspannung des Oszillographen ist dabei ein Maß für die *Teilchendichte* des Molekularstrahles am Ort des Detektors. Abb. 1 zeigt als Beispiel drei Oszillogramme von N<sub>2</sub>-Molekularstrahlimpulsen bei verschiedenen Abschälerabständen  $d$ . Die Impulsdauer beträgt ca. 1,8 msec. Auch bei so kurzen Impulsdauern kommt es, im Gegensatz zu den früher untersuchten CO<sub>2</sub>-Impulsen [2], zu einem merklichen Anstieg des Druckuntergrundes in der 3. Druckstufe, der im Oszillogramm an dem Anstieg der Nulllinie nach Ende des eigentlichen Impulses zu erkennen ist<sup>2</sup>. Dieser Druckanstieg ist erwartungsgemäß um so größer, je kleiner der Abschälerabstand  $d$  und je größer der Einlaßdruck

<sup>1</sup> Hinweise auf eine Intensitätssteigerung durch Verwendung kleinerer Düsen finden sich bereits in den Arbeiten von SCOTT und DREWRY [7] sowie von CAMPARGUE [11].

<sup>2</sup> Die zeitliche Verschiebung zwischen dem Impuls und dem Anstieg des Druckuntergrundes beruht darauf, daß die den Druckanstieg bewirkenden Teilchen nicht wie die Teilchen des Molekularstrahles auf dem direkten Wege zum Detektor gelangen.

ist. Bei der Auswertung der Oszillogramme wurde jeweils die Signalspannung  $U$  nach einer Impulszeit von 0,5 bzw. 1 msec ermittelt, die nach Abb. 1 sowohl von den Anlaufvorgängen am Impulsanfang als auch von dem Anstieg des Druckuntergrundes unbeeinflusst ist.

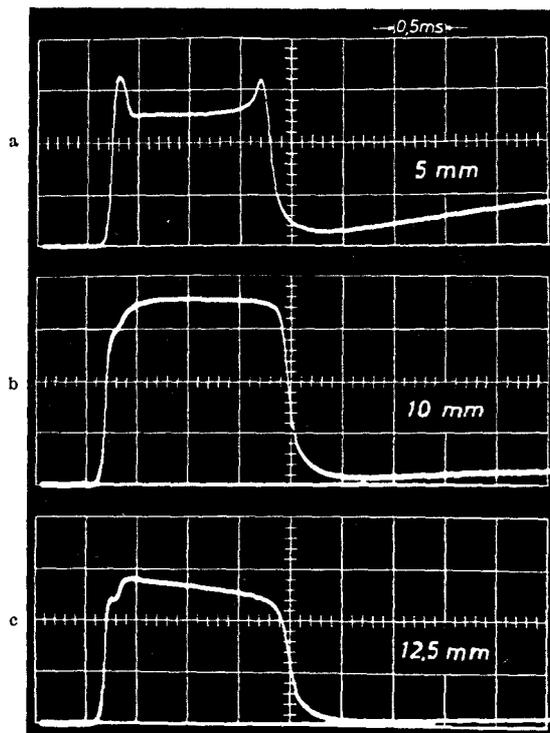


Abb. 1. Oszillogramme von einzelnen N<sub>2</sub>-Molekularstrahlimpulsen mit verschiedenen Abschälerabständen  $d$ . Einlaßdruck  $p_0 = 500$  Torr, Düsendurchmesser  $a = 0,30$  mm

Um einen Anhaltspunkt für die Absolutintensität zu haben, wurde die Anzeige des Detektors mit einem „Ofenstrahl“ aus CO<sub>2</sub> geeicht<sup>3</sup>. „Ofen“ war die 1. Druckstufe und „Ofenspalt“ der Abschäler. Unter der vereinfachenden Annahme, daß die mittlere Geschwindigkeit der Molekularstrahlimpulse stets gleich groß war (550 m/sec für CO<sub>2</sub>, 785 m/sec für N<sub>2</sub>) und unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Ionisierungswahrscheinlichkeiten für CO<sub>2</sub> und N<sub>2</sub> (CO<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> = 1,36) wurde so aus der gemessenen Teilchendichte die Teilchenstromdichte am Ort des Detektors berechnet. Schließlich wurde hieraus unter der Annahme, daß die Intensität wie  $1/x^2$  abnimmt, wobei  $x$  der Abstand des Detektors vom Abschäler ist, die auf den Raumwinkel bezogene Teilchenstromdichte  $J$  berechnet. Für die bei den Versuchen gegebene Einstellung des Detektors erhielt man so für N<sub>2</sub> folgende Beziehung zwischen der Signalspannung  $U$  am Oszillographen und der Teilchenstromdichte  $J$ :

$$J/U = 5 \cdot 10^{16} \text{ Moleküle/sterad sec V.}$$

### 3. Messung der Geschwindigkeitsverteilung

Die Geschwindigkeitsanalyse der Molekularstrahlimpulse wurde nach dem von BECKER und HENKES beschriebenen Laufzeitverfahren [4] durchgeführt. Dabei wird der Molekularstrahl durch eine schnell rotierende Unterbrecherscheibe, die an ihrem Rand mit zwei Schlitzen versehen ist, in kurze Abschnitte zerlegt, die auf dem Wege zum Detektor entsprechend ihrer Geschwindigkeitsverteilung auseinanderlaufen. Der Zeitnullpunkt wird durch einen Lichtimpuls markiert.

<sup>3</sup> Wegen der geringen Sauggeschwindigkeit der an die Hochvakuumkammer angeschlossenen Pumpe konnte die Eichung nicht direkt mit einem N<sub>2</sub>-Ofenstrahl durchgeführt werden.

Da die Geschwindigkeitsverteilung an einer bestimmten Stelle des Molekularstrahlimpulses gemessen werden sollte, war es erforderlich, das Öffnen des Schnellschlußventils mit der Umdrehung der Unterbrecherscheibe so zu synchronisieren, daß die Phasenlage zwischen beiden Vorgängen regelbar ist.

Dazu wurde das Schnellschlußventil durch einen monostabilen Transistor-Multivibrator betätigt, der als Steuerimpulse die durch einen zweiten monostabilen Multivibrator um eine einstellbare Zeit verzögerten Photoimpulse der Laufzeitanordnung erhielt. Zur Erzielung variabler Impulsfolgezeiten laufen die Photoimpulse durch maximal 8 Binäruntersetzer. Noch größere Impulsfolgezeiten ließen sich durch Unterbrechung der Stromzufuhr zum Schnellschlußventil einstellen.

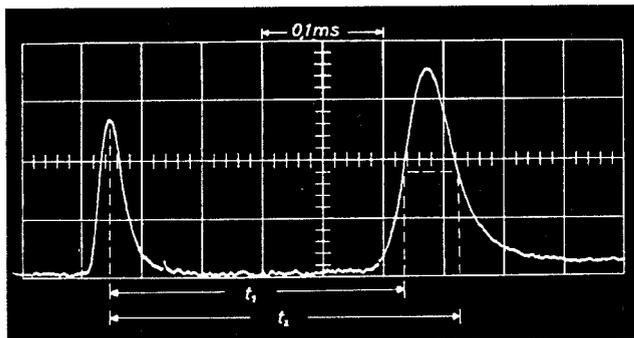


Abb. 2. Oszillogramm der Geschwindigkeitsverteilung am Anfang eines  $N_2$ -Molekularstrahlimpulses. Einlaßdruck  $p_0 = 1100$  Torr, Abschälerabstand  $d = 16$  mm, Düsendurchmesser  $a = 0,30$  mm. Eingezeichnet sind die zur Bestimmung der Mach-Zahl  $M$  benutzten Halbwertszeiten  $t_1$  und  $t_2$ . Für diese Geschwindigkeitsverteilung erhält man eine Mach-Zahl  $M = 11,3$ . Das linke Signal ist der Photoimpuls zur Markierung des Zeitnullpunktes

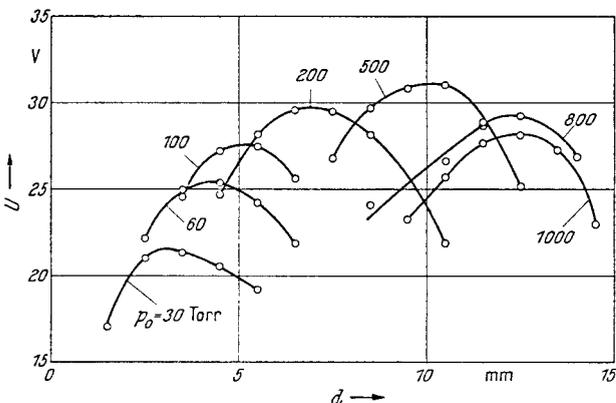


Abb. 3. Die Signalspannung  $U$  nach einer Impulsdauer von 1 msec in Abhängigkeit vom Abschälerabstand  $d$  für verschiedene Einlaßdrücke  $p_0$ . Düsendurchmesser  $a = 0,30$  mm

Abb. 2 zeigt ein mit der beschriebenen Anordnung erzeugtes Oszillogramm der Geschwindigkeitsverteilung in einem  $N_2$ -Molekularstrahlimpuls. In das Oszillogramm sind die zur Bestimmung der Mach-Zahl [3, 1] benutzten Zeiten der Halbwerte,  $t_1$  und  $t_2$ , eingetragen. Der linke Impuls ist der Photoimpuls zur Festlegung des Zeitnullpunktes.

**Ergebnis der Versuche und Diskussion**

Für jede der vier Düsen wurden Molekularstrahlimpulse bei verschiedenen Abschälerabständen  $d$  und Einlaßdrücken  $p_0$  erzeugt und oszillographisch registriert<sup>1</sup>. Die aus den Oszillogrammen nach einer Impulszeit von 1 msec erhaltene Signalspannung  $U$  ist für

<sup>1</sup> Die Dauer der Impulse war klein und die Impulsfolgezeiten sehr groß im Vergleich zu den Pumpzeitkonstanten. Der zeitliche Verlauf der Gegendrucke hing daher praktisch nur vom Gaseinstrom während eines Impulses und von der Größe des Volumens ab, in das das Strahlgas expandierte.

die Düse mit dem Mündungsdurchmesser  $a = 0,30$  mm in Abb. 3 als Funktion von  $d$  dargestellt, Parameter ist der Einlaßdruck  $p_0$ . In dem durch die Messungen erfaßten Abstandsbereich<sup>2</sup> durchläuft  $U(d)$  bei einem mit  $p_0$  steigenden „optimalen“ Abstand  $d_m$  ein Maximum  $U_m$ . Bemerkenswert ist, daß dieses Maximum, das mit steigendem Einlaßdruck  $p_0$  zunächst ansteigt, für  $p_0 > 500$  Torr wieder abnimmt.

Für zwei Einlaßdrücke,  $p_0 = 300$  und 1000 Torr, wurde neben der Signalspannung  $U$  auch die Geschwindigkeitsverteilung und damit die Mach-Zahl  $M$  in Abhängigkeit vom Abstand  $d$  gemessen und zwar

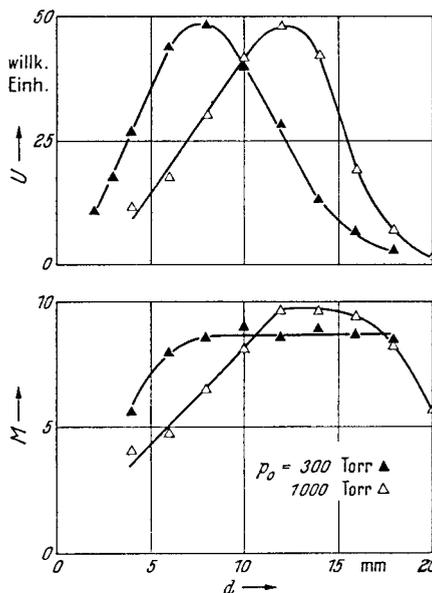


Abb. 4. Signalspannung  $U$  und Mach-Zahl  $M$  nach einer Impulsdauer von 0,5 msec in Abhängigkeit vom Abschälerabstand  $d$  für die Einlaßdrücke  $p_0 = 300$  Torr und  $p_0 = 1000$  Torr. Düsendurchmesser  $a = 0,30$  mm

nach einer Impulsdauer von 0,5 msec. Das Ergebnis zeigt Abb. 4. Man erkennt, daß bei steigendem  $d$  mit dem Maximum der  $U(d)$ -Kurven auch jeweils die größte Mach-Zahl  $M$  erreicht wird. Bei größeren Abständen als  $d = d_m$  bleibt  $M$  bei 300 Torr praktisch konstant, während  $M$  bei 1000 Torr im untersuchten Bereich von  $d$  schon wieder merklich abnimmt.

Die in den Abb. 3 und 4 dargestellte Abhängigkeit der Mach-Zahl und Intensität vom Abschälerabstand  $d$  ist qualitativ die gleiche, wie sie früher mit der gleichen Apparatur an stationären  $CO_2$ -Strahlen gefunden wurde [1], wobei sich die Messungen jetzt über einen größeren Bereich von  $p_0$  und  $d$  erstrecken und — nach 1 msec — bei einem um etwa eine Größenordnung höheren Expansionsverhältnis  $p_0/p_1$  erfolgen. Die Zunahme von  $M$  und  $U$  mit steigendem Abstand  $d$  erklärt sich auch hier durch die Zunahme der am Abschäler erreichten Mach-Zahl und dadurch, daß die schädliche Wirkung der im Abschäler auftretenden

<sup>2</sup> Orientierende Versuche zeigten, daß  $U(d)$  bei größeren als in Abb. 3 dargestellten Abständen monoton abnimmt. Bei kleineren Abständen dagegen nimmt  $U(d)$  in bekannter Weise [5 bis 7, 11] mit abnehmendem Abstand schließlich wieder zu. Diese Zunahme beruht im wesentlichen auf einem Geometrieeffekt und ist mit einer Verbreiterung des Strahlprofils [5, 7, 11] und einem vermehrten Gaseinstrom in die 2. Druckstufe verbunden; auch ist die Mach-Zahl kleiner als in dem in Abb. 3 erfaßten Maximum der  $U(d)$ -Kurve. Für die Molekularstrahlerzeugung scheidet daher dieser Abstandsbereich aus.

Störungen<sup>1</sup> infolge der Dichteabnahme kleiner wird. Im Einklang mit dieser Vorstellung ist, daß für  $d < d_m$  die Signalspannung während eines Impulses (bis auf Maxima am Beginn und Ende des Impulses) konstant war, der während des Impulses ansteigende Druck  $p_1$  also noch ohne Einfluß auf den Strömungszustand am Abschäler war, vgl. Abb. 1a.

Die Abnahme von  $U(d)$  bei  $d > d_m$  beruht, wie die in diesem Abstandsbereich in den Oszillogrammen zu erkennende Intensitätsabnahme während des Impulses zeigte (vgl. Abb. 1c), auf dem unter diesen Bedingungen nicht mehr zu vernachlässigenden Druck  $p_1$ . Bei genügend großen Drücken  $p_0$  ist der Mechanismus, durch den der Druck  $p_1$  diese Schwächung des Molekularstrahles bewirkt, die Ausbildung des vor dem Abschäler gelegenen starken Verdichtungsstoßes. Abb. 5 zeigt hierzu Oszillogramme von längeren Impulsen ( $\approx 8$  msec), die mit der größten Düse und dem größten Einlaßdruck bei den Abständen  $d < d_m$  (12 mm),  $d = d_m$  (15,5 mm) und  $d > d_m$  (18 mm) erzeugt wurden.

In Abb. 5a entspricht der Zeitverlauf dem der Abb. 1a, man findet wieder ein durch die Verdichtungsstöße im Abschäler bedingtes Absinken der Signalspannung von einem Maximum am Impulsanfang auf einen Gleichgewichtswert, der sich — bei Berücksichtigung des im Oszillogramm gleichzeitig registrierten Anstieges des Druckes in der Hochvakuumkammer<sup>2</sup> — während der Impulsdauer praktisch nicht ändert. In Abb. 5b ist dies nur während der ersten 2 msec der Fall, danach nimmt die Signalspannung erneut stark ab, was auf der Ausbildung des Verdichtungsstoßes vor dem Abschäler beruht<sup>3</sup>. In Abb. 5c setzt dieser Abfall der Intensität schon unmittelbar nach Impulsanfang ein. Die gegenüber Abb. 5b zu beobachtende Abnahme der nach 1 msec erreichten Signalspannung  $U$  ist also eine direkte Folge des vor dem Abschäler befindlichen Verdichtungsstoßes.

Bei kleineren Einlaßdrücken und kleineren Düsen, d.h. kleineren Dichten am Abschäler, führt der Verdichtungsstoß schon bei kleineren Abständen  $d$  als im Falle der Abb. 5 zu einer Verringerung der Signalspannung  $U$ . Denn einmal wird nach früheren Messungen [1] der Verdichtungsstoß mit abnehmender Dichte zunehmend „diffuser“, zum anderen muß man berücksichtigen, daß mit kleiner werdendem Druck  $p_1$  die Strömungswiderstände im Raum zwischen Düse

<sup>1</sup> Unter *gasdynamischen* Strömungsbedingungen bestehen diese Störungen vorwiegend aus einem von der Abschälerschneide ausgehenden schrägen Verdichtungsstoß [1, 9].

<sup>2</sup> Bei diesen langen Impulsen wurde der Druckanstieg am Ort des Detektors dadurch relativ klein gehalten, daß vor dem Impuls auf die Innenwand der Kühlglocke eine Titan-Getter-schicht aufgedampft wurde.

<sup>3</sup> Aus früheren Messungen [1] läßt sich extrapolieren, daß zur Vermeidung des Verdichtungsstoßes im Falle der Abb. 5b das Expansionsverhältnis größer als  $p_0/p_1 \approx 5000$  sein sollte. Das aus dem Gasstrom durch die Düse und dem Volumen der ersten Druckstufe berechnete Expansionsverhältnis hat diesen Wert nach einer Impulsdauer von 2,7 msec unterschritten. Abb. 5b bestätigt also die früher bei kleineren Expansionsverhältnissen gefundene Gesetzmäßigkeit. In diesem Zusammenhang ist von Bedeutung, daß unter sonst gleichen Bedingungen, d.h. gleiche Impulsdauer bzw. gleiche Sauggeschwindigkeit der an die 1. Druckstufe angeschlossenen Pumpe, der Abstand des Machschen Verdichtungsstoßes von der Düse, bei einer gasdynamischen Strömung *unabhängig* von dem Düsendurchmesser  $a$  ist. Denn nach [8] gilt für  $x_M$  die Beziehung:  $x_M \sim a \cdot \sqrt{p_0/p_1}$ . Für das Expansionsverhältnis gilt wiederum:  $p_0/p_1 \sim 1/a^2$ , also  $x_M \sim a \cdot 1/a^2 = \text{const.}$

Z. f. angew. Physik. Bd. 17

und Abschäler zunehmen und zu einer Verkleinerung des die Lage des Verdichtungsstoßes bestimmenden Expansionsverhältnisses  $p_0/p_1$  führen. Daher dürfte in Abb. 3 die Abnahme von  $U(d)$  bei  $p_0 = 800$  und 1000 Torr noch durch den Verdichtungsstoß bewirkt sein.

Bei noch kleineren Einlaßdrücken sollte schließlich die mit einem Anstieg der Mach-Zahl verbundene gasdynamische Expansion des Strahl-gases beendet sein, bevor es zu einer für die Ausbildung des starken Verdichtungsstoßes erforderlichen Überexpansion des

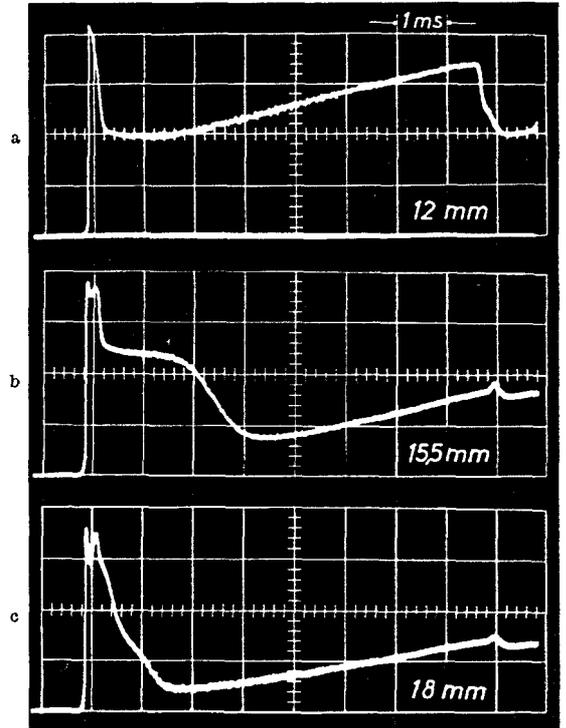


Abb. 5 a—c. Oszillogramme von einzelnen längeren  $N_2$ -Molekularstrahlimpulsen mit verschiedenen Abschälerabständen  $d$ . Einlaßdruck  $p_0 = 1500$  Torr. Düsendurchmesser  $a = 0,49$  mm

Strahl-gases gekommen ist. In diesem Druckbereich erklärt sich die Abnahme der Signalspannung für  $d > d_m$  durch Streuprozesse am Untergrunddruck der 1. Druckstufe. Diese sind um so häufiger, je länger die „Streuzone“ ist (Vergrößerung von  $d$ ) und je größer der „Streudruck“ ist (Zunahme der Impulsdauer) [2].

Das in Abb. 4 dargestellte Ergebnis der Geschwindigkeitsanalysen bestätigt diese Vorstellungen über die unterschiedlichen Ursachen der Abnahme von  $U(d)$ : Beim Druck  $p_0 = 1000$  Torr ist die mit steigendem Abstand  $d$  erfolgende Abnahme von  $U(d)$  mit einer merklichen Verringerung der Mach-Zahl verbunden (Verdichtungsstoß), während bei 300 Torr die Mach-Zahl im erfaßten Abstandsbereich noch konstant ist (Intensitätsabnahme durch Streuverluste)<sup>4</sup>.

<sup>4</sup> DECKERS und FENN [6] sowie SCOTT und DREWRY [7] finden qualitativ den gleichen Zusammenhang zwischen Intensität und Abschälerabstand wie er in Abb. 3 und 4 dargestellt ist. Sie vergleichen ihre Ergebnisse mit einem theoretischen Ausdruck für die Intensität, den man für den Fall erhält, daß das Strahl-gas bis zum Abschäler *isotrop expandiert* und *stromabwärts vom Abschäler keinerlei Zusammenstöße der Strahl-teilchen untereinander erfolgen*. Nach diesem Modell erwartet man bei  $p_0 = \text{const.}$  eine monotone Abnahme der Intensität mit größer werdendem Abschälerabstand  $d$ , d.h. mit steigender Mach-Zahl am Abschäler. Die Ursache für die mangelnde Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment dürfte

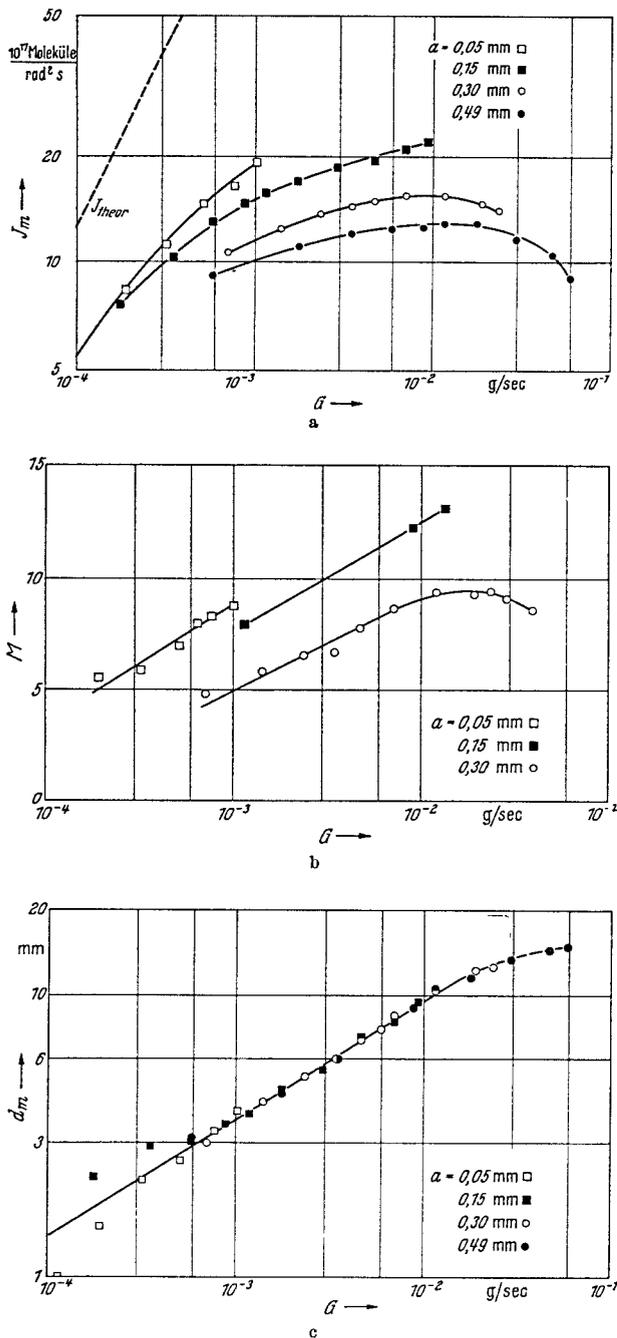


Abb. 6a—c. Die beim optimalen Abschälerabstand  $d_m$  nach 1 msec erzielte Teilchenstromdichte  $J_m$  (auf die Raumwinkelseinheit bezogen) und Mach-Zahl  $M$  und der optimale Abstand  $d_m$  in Abhängigkeit vom theoretischen Gasstrom  $G$  durch die Düse für verschiedene Düsendurchmesser  $a$

sein, daß die theoretischen Annahmen die physikalischen Gegebenheiten zu stark vereinfachen. Die Vernachlässigung der Zusammenstöße im Übergangsbereich zwischen gasdynamischer und molekularer Strömung dürfte ebenso unzulässig sein wie die Annahme, daß die Mach-Zahl des Molekularstrahls der am Abschäler bei isentroper Expansion erreichten Mach-Zahl entspricht. Vielmehr muß man berücksichtigen, daß bei großen Abständen  $d$  die isentrope Expansion schon vor dem Abschäler beendet ist und daß bei kleineren Abständen  $d$  die Mach-Zahl  $M$  durch Verdichtungsstöße im Abschäler verkleinert [1, 8] bzw. durch eine weitere gasdynamische Expansion hinter dem Abschäler [5, 1, 3, 10] vergrößert werden kann. — Auch von CAMPARGUE [11] wird qualitativ die gleiche Abstandsabhängigkeit der Intensität gefunden. Nach seinen Angaben wäre der Strömungszustand am Abschäler in dem ganzen in Abb. 3 untersuchten Abstandsbereich molekular, während nach unseren Messungen für Abstände  $d < d_m$  die Strömung noch überwiegend gasdynamisch ist.

Entsprechende Versuchsreihen, wie sie in Abb. 3 dargestellt sind, wurden mit den drei anderen Düsen durchgeführt und daraus für jede Düse die Änderung der maximalen Intensität  $U_m$  mit dem Einlaßdruck  $p_0$  bestimmt. Mit dem Eichfaktor des Detektors wurden die den Signalspannungen  $U_m$  entsprechenden Teilchenstromdichten  $J_m$  berechnet. In Abb. 6a sind für die vier verschiedenen großen Düsen die so gewonnenen maximalen Teilchenstromdichten  $J_m$  in Abhängigkeit vom Gasstrom  $G$  durch die Düse aufgetragen. Für  $G$  wurde dabei der Wert eingesetzt, der sich bei isentroper Strömung durch die Düse ergibt, er ist proportional zu  $p_0$  und zur Fläche der Düsenmündung. In Abb. 6b sind für drei Düsen die unter den gleichen Versuchsbedingungen wie bei Abb. 6a erhaltenen Mach-Zahlen ebenfalls gegen den Gasstrom  $G$  aufgetragen. Schließlich zeigt Abb. 6c den optimalen Abschälerabstand  $d_m$  in Abhängigkeit vom Gasstrom  $G$  durch die Düse.

Als Hauptergebnis ist aus Abb. 6 zu entnehmen, daß sich im ganzen untersuchten Bereich durch Verkleinerung des Düsendurchmessers  $a$  die Mach-Zahl  $M$  und die Intensität  $J_m$  vergrößern lassen. Dies läßt sich damit erklären, daß bei gleichem Gasstrom  $G$  die Knudsen-Zahl  $K$  in der Düsenmündung proportional zu  $a$  ist. Je kleiner also  $a$ , desto „gasdynamischer“ ist die Strömung. Dies führt dazu, daß die erreichbare Mach-Zahl bei der kleinsten Düse am größten ist. Daß auch  $J_m$  bei der kleinsten Düse für  $G = \text{const.}$  am größten ist, bestätigt die früher schon gefundene Parallelität zwischen Intensität und Mach-Zahl [1].

An den in Abb. 6 dargestellten Ergebnissen sind außerdem noch die folgenden Punkte bemerkenswert:

1. Die Intensität  $J_m$  nimmt ebenso wie die Mach-Zahl  $M$  mit steigendem  $G$  bei allen Düsen in einem weiten Bereich erwartungsgemäß zu. Die Wiederabnahme von  $M$  und  $J_m$  oberhalb  $G \approx 0,02$  g/sec beruht auf der Ausbildung des Verdichtungsstoßes vor dem Abschäler, vgl. die Diskussion zu Abb. 5, und ist mit einer geringeren Zunahme des optimalen Abstandes  $d_m$  gekoppelt. Bei der weiteren Diskussion sollen die Ergebnisse für  $G > 0,01$  g/sec, die durch den Verdichtungsstoß beeinflusst sind, ausgeklammert werden.

Die relative Zunahme von  $J_m$  mit steigendem  $G$  ist nach Abb. 6a um so größer, je kleiner  $a$  und  $G$  sind. In keinem Fall steigt  $J_m$  jedoch proportional zu  $G$  an, wie man es bei einer Strömung erwartet, die ohne Abschäler isentrop ins Vakuum expandieren würde. Die Teilchenstromdichte einer solchen idealisierten Strömung,  $J_{\text{theor.}}$ , ist in Abb. 6a gestrichelt eingetragen<sup>1</sup>.

Bei den kleinsten untersuchten Gasströmen liegt die gemessene Teilchenstromdichte  $J_m$  um einen Faktor 2,5 unter dem theoretischen Wert  $J_{\text{theor.}}$ . Dieser Unterschied selbst sowie die Tatsache, daß er nach Abb. 6a mit zunehmendem Gasstrom  $G$  größer wird, dürfte auf den Zusammenstößen der Strahlteilchen untereinander im Übergangsbereich zwischen gasdynamischer und molekularer Strömung beruhen, durch die letztlich die erzielbare Intensität begrenzt ist.  $J_m$  läßt sich nur in dem Maße steigern, wie durch

<sup>1</sup>  $J_{\text{theor.}}$  wurde aus dem Stromdichteverlauf berechnet, der sich im Rahmen der Hyperschallnäherung auf der Achse einer frei expandierenden Strömung aus einer konvergenten Düse ergibt [8].

Vergrößerung von  $M$  die Geschwindigkeit der Strahlteilchen einheitlicher und damit die Wahrscheinlichkeit für solche schädlichen Zusammenstöße kleiner wird. Auf diese Kopplung zwischen Intensität und Mach-Zahl wurde zuerst von BECKER und BIER hingewiesen [5].

2. Da nach Abb. 6c der optimale Abstand  $d_m$  etwa wie  $G^{\frac{1}{2}}$  zunimmt<sup>1</sup> und von  $a$  nicht abhängt, hat beim optimalen Abstand die Gasdichte und damit der Gasstrom durch den Abschäler stets den gleichen Wert<sup>2</sup>. Dies bedeutet, daß die durch Vergrößerung von  $G$  bzw. Verkleinerung von  $a$  mögliche Steigerung der Intensität keinen größeren Pumpaufwand für die 2. Druckstufe erfordert.

3. Durch die apparativ bedingte Beschränkung des Einlaßdruckes ist für die Düsen mit  $a=0,05$  und  $0,15$  mm offensichtlich noch nicht die Begrenzung von  $J_m$  und  $M$  erreicht, wie sie bei  $a=0,30$  und  $0,49$  mm durch die Ausbildung des vor dem Abschäler gelegenen Verdichtungsstoßes gegeben ist. Die Experimente lassen ferner erwarten, daß bei noch kleineren Düsen und entsprechend höheren Einlaßdrücken noch größere Mach-Zahlen und Intensitäten erzielt werden können, bis schließlich durch den Beginn der Kondensation des Strahlgas eine natürliche Grenze gesetzt wird<sup>3</sup>. Der praktischen Verwirklichung dieser Maßnahmen stehen die Schwierigkeiten entgegen, die die Herstellung noch kleinerer Düsen und die Beherrschung sehr großer Einlaßdrücke mit sich bringen.

Im Gegensatz zum Einfluß des Düsendurchmessers auf Intensität und Mach-Zahl läßt sich der Einfluß des durch den Impulsbetrieb bedingten großen Expansionsverhältnisses nicht direkt aus den Experimenten ablesen. Es soll daher abschließend besprochen werden, wie sich  $J_m$  und  $M$  bei kleineren als nach 1 msec vorliegenden Expansionsverhältnissen ändern. Dabei interessieren nur die Verhältnisse in der ersten Druckstufe<sup>4</sup>. Der Absolutwert des Expansionsverhältnisses  $p_0/p_1$  bestimmt zunächst in bekannter Weise die Lage des geraden Verdichtungsstoßes und damit den Abstandsbereich, innerhalb dessen sich durch passende Wahl von  $p_0$  und  $d$  Intensität und Mach-Zahl steigern

<sup>1</sup> Die gleiche Gesetzmäßigkeit läßt sich aus den in [6] und [7] mitgeteilten Ergebnissen entnehmen.

<sup>2</sup> Dabei wird vorausgesetzt, daß die Dichte auf der Strahlachse wie  $1/d^2$  abnimmt, was bei einer isentropen Stromung und  $d/a \gtrsim 2$  der Fall ist.

<sup>3</sup> Eigene Messungen an  $\text{CO}_2$ -Molekularstrahlen bei Zimmertemperatur zeigten, daß der Einsatz der Kondensation bei verschieden großen Düsen etwa bei der gleichen Knudsen-Zahl in der Düsenmündung erfolgt, also bei um so kleineren Gasströmen  $G$ , je kleiner die Düse ist.

<sup>4</sup> Bei der 2. und 3. Druckstufe sind nur die Drücke  $p_2$  bzw.  $p_3$  selbst, nicht die Expansionsverhältnisse von Bedeutung. Wie groß sie sein dürfen, um eine merkliche Schwächung des Molekularstrahles auszuschließen, läßt sich in elementarer Weise aus den freien Weglängen und den Laufwegen des Molekularstrahles abschätzen. Ebenso einfach errechnet sich die jeweils erforderliche Pumpkapazität bzw. im Impulsbetrieb die zulässige Impulsdauer aus der Geometrie der Anordnung und dem Druck  $p_0$  (2. Druckstufe) und der Molekularstrahlintensität (3. Druckstufe).

lassen. Innerhalb dieses Abstandsbereiches ist der Gewinn durch ein größeres Expansionsverhältnis nur gering, wie sich unter anderem aus vergleichenden Messungen an gepulsten und stationären  $\text{CO}_2$ -Strahlen ergab, bei denen das Expansionsverhältnis um eine Größenordnung variierte. Die durch den Impulsbetrieb mögliche Steigerung von Mach-Zahl und Intensität ist also vor allem bei den kleinen Düsen wesentlich, weil hier die Vergrößerung des nutzbaren Abstandsbereiches nach Abb. 6 mit einer größeren relativen Zunahme von Intensität und Mach-Zahl verbunden ist, als es bei den großen Düsen der Fall ist.

Herrn Professor Dr. E. W. BECKER und Herrn Privatdozent Dr. K. BIER danken wir für ihr förderndes Interesse an dieser Arbeit.

#### Zusammenfassung

In Fortführung einer Arbeit über die Erzeugung von Überschall-Molekularstrahlen im Impulsbetrieb werden Intensität und Mach-Zahl von  $\text{N}_2$ -Molekularstrahlimpulsen gemessen. Variiert wurden dabei der Einlaßdruck —  $p_0 \lesssim 1500$  Torr —, der Abschälerabstand —  $0,5 \text{ mm} \leq d \leq 20 \text{ mm}$  — und der Düsendurchmesser —  $0,05 \text{ mm} \leq a \leq 0,49 \text{ mm}$ . Das Strahlerzeugungssystem befand sich bei den Versuchen auf Zimmertemperatur.

Es wird gezeigt, daß bei gleichem Gasstrom  $G$  durch die Düse die maximal erzielbare Intensität und die dazu gehörende Mach-Zahl um so größer sind, je kleiner der Düsendurchmesser  $a$  ist. Dies wird darauf zurückgeführt, daß bei gleichem Gasstrom  $G$  die Knudsen-Zahl in der Düsenmündung um so kleiner ist, je kleiner  $a$  ist. Bei den beiden größten untersuchten Düsen ist die unter sonst optimalen Bedingungen durch Erhöhung des Einlaßdruckes mögliche Steigerung von Intensität und Mach-Zahl durch die Ausbildung eines vor dem Abschäler liegenden Verdichtungsstoßes begrenzt. Bei den kleineren Düsen tritt im untersuchten Bereich des Einlaßdruckes  $p_0$  diese Begrenzung noch nicht auf. Die maximal erzielte Teilchenstromdichte betrug nach einer Impulsdauer von einer msec  $J_m = 2,2 \cdot 10^{18}$  Moleküle/(rad)<sup>2</sup> · sec, die höchste Mach-Zahl war  $M = 13$ .

**Literatur:** [1] BIER, K., u. O. HAGENA: Z. angew. Phys. 14, 658 (1962) sowie Rarefied Gas Dynamics, S. 478. New York: Academic Press 1963 — [2] HAGENA, O.: Z. angew. Phys. 16, 183 (1963). — [3] HAGENA, O., u. W. HENKES: Z. Naturforsch. 15a, 851 (1960). — [4] BECKER, E. W., u. W. HENKES: Z. Physik 146, 320 (1956). — [5] BECKER, E. W., u. K. BIER: Z. Naturforsch. 9a, 975 (1954). — [6] DECKERS, J., and J. B. FENN: Rev. Sci. Instr. 34, 96 (1963). — [7] SCOTT, J. E., and J. E. DREWRY: Rarefied Gas Dynamics, S. 516. New York: Academic Press 1963 — [8] BIER, K., u. B. SCHMIDT: Z. angew. Phys. 13, 493 (1961). — [9] EHRFELD, W.: Diplomarbeit TH Karlsruhe 1963. — [10] SKINNER, G. T.: Phys. Fluids 4, 1172 (1961). — [11] CAMPARGUE, R.: Rev. Sci. Instr. 35, 111 (1964).

Dr. OTTO-FRIEDRICH HAGENA und  
Dipl.-Phys. PAUL-GERHARD SCHÜLLER,  
Kernforschungszentrum, 75 Karlsruhe,  
Institut für Kernverfahrenstechnik  
der Technischen Hochschule, 75 Karlsruhe