

KFK-182

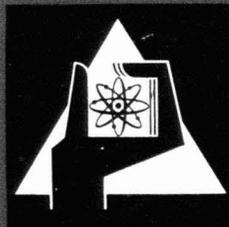
**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

September 1963

KFK 182

Institut für Kernverfahrenstechnik
Molekularstrahlerzeugung mit Düsen im Impulsbetrieb

Otto-Friedrich Hagena



KERNREAKTOR

BAU- UND BETRIEBS-GESELLSCHAFT M. B. H.

KARLSRUHE

Gesellschaft für Kernforschung m. b. H.
 Zentrallbücherei

8. Jan. 1964

Molekularstrahlerzeugung mit Düsen im Impulsbetrieb

Von OTTO-FRIEDRICH HAGENA

Mit 7 Textabbildungen

(Eingegangen am 16. April 1963)

Einleitung

Bei Molekularstrahlexperimenten, die sich im Impulsbetrieb durchführen lassen, kann der Aufwand für die Pump- und Temperiereinrichtungen sowie der Bedarf an Strahlgas erheblich gesenkt werden, wenn zur Impulserzeugung statt des fertig ausgebildeten Molekularstrahles die Gaszufuhr zum Strahlerzeugungssystem unterbrochen wird. Es interessiert dann die Frage, wie schnell sich der stationäre Zustand im Strahl ausbildet und welche Zwischenzustände beim Anschalten des Strahlgas durchlaufen werden.

In der vorliegenden Arbeit werden Untersuchungen an einem Strahlerzeugungssystem beschrieben, bei dem der Zulaufkegel der zur Strahlerzeugung benutzten Düse als Dichtfläche für ein Schnellschlußventil dient. Der zeitliche Verlauf der Teilchendichte im Molekularstrahl wird mit einem Ionisationsmanometer bestimmt.

Apparatur und Durchführung der Versuche

Der Aufbau der Apparatur und die Durchführung der Experimente sollen an Hand von Abb. 1 erläutert werden:

Das als Strahlgas benutzte CO_2 strömt aus einem Vorratsbehälter über ein Regelventil V_1 in die Düsenzuleitung. Der Einlaßdruck p_0 wird mit dem Membran-

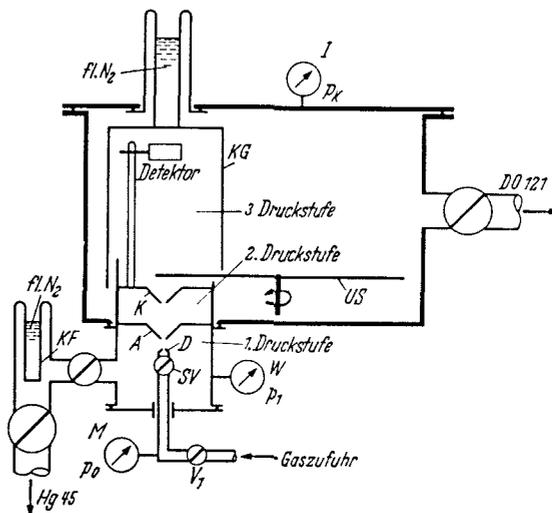


Abb. 1. Schematische Darstellung der Versuchsanordnung. Es bedeuten SV Schnellschlußventil, D Düse, A Abschäler, K Kolimator, V₁ Reduzierventil, M Membranmanometer, W Wärmeleitmanometer, I Ionisationsmanometer, KF Kühlfalle, KG Kupferglocke, US Unterbrecherscheibe

manometer M gemessen. In der Düsenzuleitung befindet sich unmittelbar vor der Düse das magnetisch betätigte Schnellschlußventil SV , dessen Konstruktion weiter unten beschrieben wird. Der Kern der beim Ausströmen des Gases aus der Düse D gebildeten

Überschallströmung gelangt durch den Abschäler *A* und den Kollimator *K* in den Hochvakuumraum. Der so erzeugte Molekularstrahl kreuzt beim Durchlaufen des Detektors einen Elektronenstrahl. Der resultierende Ionenstrom wird verstärkt und oszillographisch registriert; er ist ein Maß für die Teilchendichte des Molekularstrahles. Bei längeren Impulsen, bei denen die Übertragungseigenschaften des Verstärkers nicht ausreichen, wird der Impuls durch die rotierende Unterbrecherscheibe *US* in kürzere Impulse zerhackt, die vom Verstärker unverzerrt übertragen werden.

An die 1. Druckstufe ist über die mit flüssigem Stickstoff gekühlte Falle *KF* eine Quecksilberdiffusionspumpe mit einer Sauggeschwindigkeit von 45 l/sec

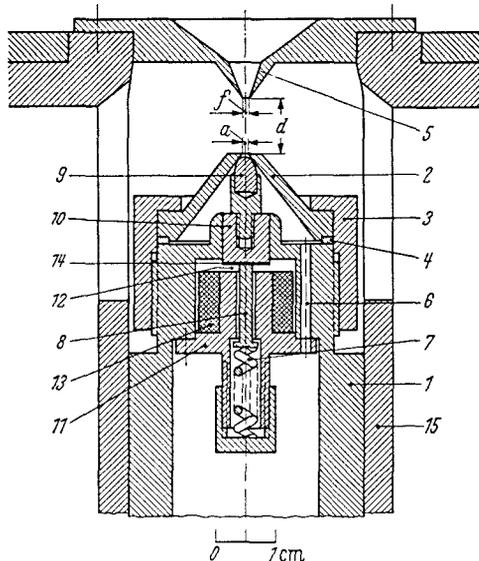


Abb. 2. Das Strahlerzeugungssystem mit Düse, Abschäler und magnetisch betätigtem Schnellschlußventil zur Erzeugung von Molekularstrahlimpulsen. Erklärung der Ziffern im Text

angeschlossen (Typ *Leybold Hg 45*). Der Hochvakuumraum, in dem die mit flüssigem Stickstoff gekühlte Kupferglocke *KG* aufgehängt ist, wird von einer Öldiffusionspumpe mit einer Sauggeschwindigkeit von 120 l/sec (Typ *Leybold DO 121*) evakuiert. Ohne Gasbelastung durch den Molekularstrahl lagen die Drücke in der 2. und 3. Druckstufe bei $5 \cdot 10^{-6}$ Torr.

Abb. 2 zeigt einen Schnitt durch die Düse, das Schnellschlußventil und den Abschäler:

Auf das Düsenrohr (1) ist die innen konisch zulaufende Düse (2) mit der Überwurfmutter (3) festgeschraubt. Zur Dichtung dient ein Teflonring (4). Der Abstand d der Düsenmündung vom Abschäler läßt sich von außen durch Verschieben des Düsenrohres (1) in seiner Führung (15) variieren. Im geschlossenen Zustand des Ventils drückt eine Feder (7) über einen Stift (8) den Dichtbolzen (9) aus Gummi gegen die Innenwand der Düse, so daß kein Gas ausströmen kann. Die Halterung des Dichtbolzens ist mit dem beweglichen Anker (10) verbunden, der zusammen mit Teil (1) und Teil (11) einen bis auf den Luftspalt (12) geschlossenen Eisenkreis bildet. Bei genügender Stromstärke in der Spule (13) wird der Anker angezogen und damit die Düsenöffnung freigegeben. Die Kupferscheibe (14) verhindert ein magnetisches „Kleben“ des Ankers nach dem Abschalten des Stromes. Das Strahlgas gelangt durch die Bohrungen (6) in den Raum vor der Düse.

Die Stromimpulse zum Betätigen des Schnellschlußventils werden mit einem Transistor-Multivibrator erzeugt¹. Die Zeit zum Öffnen bzw. Schließen des Ventils läßt sich durch Variation des Luftspaltes, der Federkraft und der Impulsstromstärke ändern.

Die Versuche wurden mit verschiedenen Geometrien des Strahlerzeugungssystems durchgeföhrt. Der Durchmesser der benutzten Düse betrug $a=0,3$ mm, die der Abschäler betragen $f=0,6$ und $0,91$ mm. Der Abstand des Abschälers von der Düse wurde zwischen $d=3$ und $6,5$ mm variiert. Der Abstand des Detektors vom Abschäler betrug 188 mm. Der Kollimator hatte einen Durchmesser von $0,91$ mm, sein Abstand vom Abschäler betrug 16 mm.

Als Beispiel zeigt Abb. 3 das Oszillogramm eines periodisch gepulsten CO_2 -Molekularstrahles. Bei der Aufnahme wurden zehn Spuren übereinander geschrie-

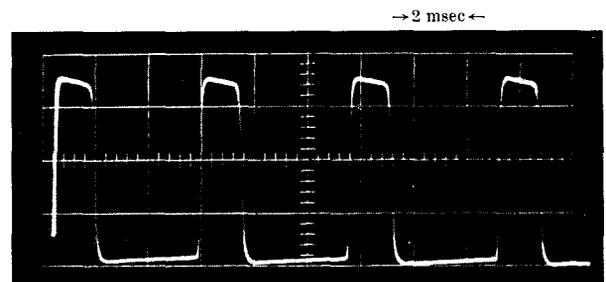


Abb. 3. Oszillogramm eines periodisch gepulsten CO_2 -Molekularstrahles. Die Impulsdauer beträgt 1,6 msec, die Impulsfolgezeit 5,6 msec. Der Abfall des Impulsplateaus und der Anstieg der Nulllinie zwischen den Impulsen beruht auf den Übertragungseigenschaften des Verstärkers

ben. Die gute Reproduzierbarkeit der Impulserzeugung ist an der völligen Überdeckung der einzelnen Spuren zu erkennen.

Anlaufvorgänge beim Öffnen des Schnellschlußventils

In Abb. 4 sind Oszillogramme von 2,5 msec langen Einzelimpulsen wiedergegeben, die bei verschiedenen Einlaßdrücken p_0 erzeugt wurden. Bemerkenswert ist, daß die Teilchendichte bei höheren Einlaßdrücken am Anfang des Impulses ein Maximum bzw. Zwischenmaximum durchläuft und daß die Teilchendichte im stationären Bereich nicht monoton mit dem Einlaßdruck ansteigt.

In Abb. 5 ist die nach einer Impulsdauer von 1 msec beobachtete Teilchendichte N_1 in Abhängigkeit vom Einlaßdruck p_0 erzeugt worden. N_1 zeigt die gleiche qualitative Abhängigkeit vom Einlaßdruck wie sie früher für stationäre Strahlen beobachtet wurde [1]. Dies ist verständlich, da nach Abb. 4 in 1 msec unter den gewählten Bedingungen praktisch stationäre Verhältnisse erreicht sind. Die Wiederabnahme der Teilchendichte N_1 oberhalb von $p_0 \approx 130$ Torr dürfte wie beim stationären Strahl auf der Ausbildung von Verdichtungsstößen stromabwärts vom Abschäler beruhen. Der erneute Anstieg von N_1 oberhalb 400 Torr ist mit dem Einsatz einer teilweisen Kondensation des Strahlgases zu erklären [1].

Da beim Öffnen des Ventils der effektive Einlaßdruck in der Düse alle Werte zwischen 0 und dem stationären Endwert durchläuft, stimmt die Zeitabhängigkeit der Teilchendichte während des Einstellvorganges qualitativ mit der Einlaßdruckabhängigkeit der Teilchendichte des stationären Strahls im

¹ Bei einem Widerstand der Spule von 1Ω betrug die Amplitude der Stromimpulse maximal 12 A.

überstrichenen p_0 -Bereich überein. Das ist besonders deutlich bei einem Vergleich von Abb. 4d und 5 zu erkennen. Das bei hohen Drücken p_0 beobachtete Zwischenmaximum in der Zeitabhängigkeit (Abb. 4d) entspricht dabei dem Zwischenmaximum in der Einlaßdruckabhängigkeit (Abb. 5). Erwartungsgemäß ist die Höhe des Maximums bzw. Zwischenmaximums in der Zeitabhängigkeit (N_A) vom stationären Endwert des Einlaßdruckes p_0 praktisch unabhängig (Abb. 5).

Zur Erzeugung möglichst intensiver Molekularstrahlimpulse aus unkondensiertem Gas hat man den zum Zwischenmaximum von N_1 (Abb. 5) führenden Einlaßdruck p_0 zu wählen. Gleichzeitig ist bei diesem Druck ein möglicherweise störender nicht monotoner Verlauf der Intensität am Impulsanfang vermieden.

Änderung der Teilchendichte im Molekularstrahl durch das Anwachsen des Druckes in der 1. Druckstufe

Mit den im vorigen Abschnitt beschriebenen Untersuchungen sollten die verhältnismäßig schnellen Veränderungen im Strahl während des Öffnens des Schnellschlußventiles studiert werden. In der bei der Auswertung erfaßten Zeit von 1 msec haben die durch den Gaseinstrom in den einzelnen Druckstufen hervorgerufenen Druckerhöhungen noch keinen wesentlichen Einfluß auf die Teilchendichte im Molekularstrahl. Mit den folgenden Versuchen sollte die Wirkung des bei längeren Impulsen merklich anwachsenden Druckes in der 1. Stufe untersucht werden¹.

Abb. 6 zeigt Oszillogramme einzelner Molekularstrahlimpulse mit einer Impulsdauer von etwa 85 msec, wobei der Impuls wegen der Übertragungseigenschaften des Verstärkers durch die Unterbrecherscheibe in kurze Impulse zerhackt wurde (vgl. Beschreibung zu Abb. 1). Die Amplitude des Oszillographenauschlages ist dabei ein Maß für die Teilchendichte des Molekularstrahles. Bei Abb. 6c war das in der Abpumpleitung der 1. Druckstufe gelegene Absperrventil geschlossen, bei Abb. 6a und b war es wie bei allen anderen Versuchen voll geöffnet.

Man beobachtet bei $p_0=100$ Torr (Abb. 6a) eine Abnahme der Teilchendichte während des Impulses um etwa 30%, während bei $p_0=736$ Torr (Abb. 6b) die Teilchendichte konstant bleibt. Bei geschlossenem Absperrventil (Abb. 6c) bleibt die Teilchendichte nur während der ersten 30 msec konstant und nimmt dann innerhalb von etwa 15 msec auf etwa 15% des Anfangswertes ab.

Eine quantitative Auswertung von Oszillogrammen nach Art der Abb. 6a und b bringt Abb. 7. In Abhängigkeit vom Einlaßdruck p_0 enthält sie für zwei verschiedene Abschälerabstände d die Teilchendichte nach einer Impulsdauer von 3 msec (N_3) und, soweit eine Intensitätsabnahme während des Impulses meßbar war, nach einer Impulsdauer von 62 msec (N_{62}). Nach Versuchen mit ständig offenem Schnellschlußventil entspricht der Wert von N_{62} praktisch dem der Teilchendichte eines stationären Molekularstrahles unter sonst gleichen Bedingungen.

Die Abhängigkeit von N_3 und N_{62} vom Einlaßdruck p_0 ist nach Abb. 7 qualitativ die gleiche wie die

¹ Bei der Verwendung von CO₂ als Strahlgas ist der Druckanstieg in der 2. und 3. Druckstufe wegen der starken Pumpwirkung der gekühlten Kupferglocke KG (Abb. 1) vernachlässigbar klein.

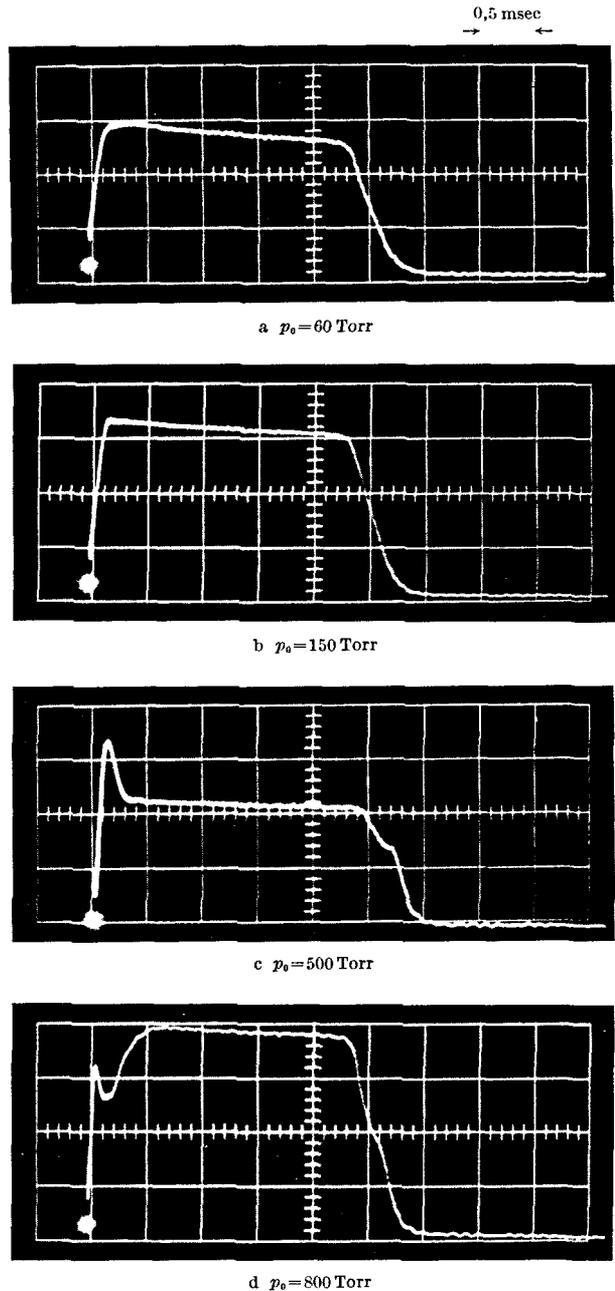


Abb. 4a—d. Oszillogramme von einzelnen Molekularstrahlimpulsen mit verschiedenen Einlaßdrücken p_0 . Geometrie des Strahlerzeugungssystems: Düsen-Durchmesser $a = 0,3$ mm, Abschälerdurchmesser $f = 0,6$ mm, Abschälerabstand $d = 6,5$ mm

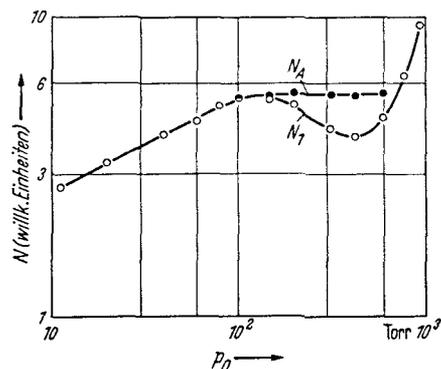


Abb. 5. Die Abhängigkeit der Teilchendichte nach einer Impulsdauer von 1 msec (N_1) und des Maximums der Teilchendichte am Impulsanfang (N_A) vom Einlaßdruck p_0 . Gleiche Geometrie des Strahlerzeugungssystems wie in Abb. 4

von N_1 in Abb. 5: Mit steigendem Einlaßdruck p_0 durchlaufen N_3 und N_{62} ein Maximum und nehmen mit weiter steigendem p_0 schließlich erneut zu. In Über-

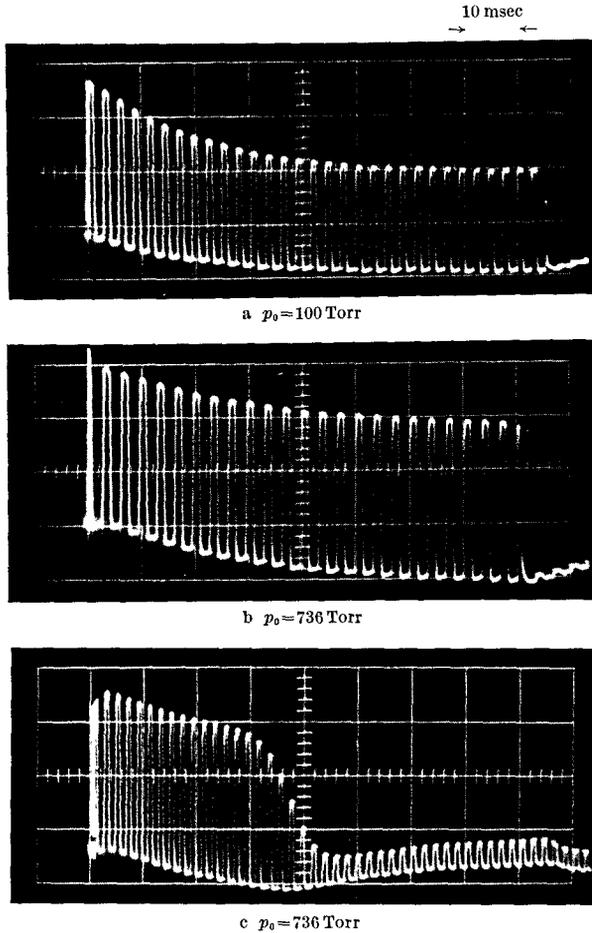


Abb. 6a–c. Oszillogramme von Molekularstrahlimpulsen mit einer Impulsdauer von etwa 85 ms. Die verhältnismäßig langen Impulse wurden wegen der Übertragungseigenschaften des Verstärkers durch die rotierende Unterbrecherscheibe US (vgl. Abb. 1) zerhackt. In Abb. 6c war das Ventil zwischen 1. Druckstufe und Kühlfalle KP (vgl. Abb. 1) geschlossen. Die übrigen Versuchsbedingungen sind die gleichen wie bei Abb. 4

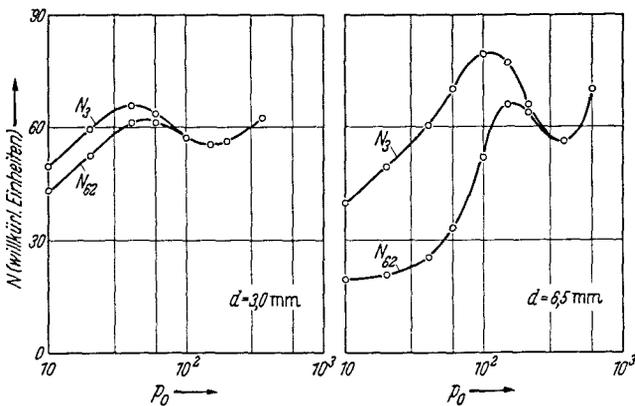


Abb. 7. Die Teilchendichte nach einer Impulsdauer von 3 msec (N_3) und nach einer Impulsdauer von 62 msec (N_{62}) in Abhängigkeit vom Einlaßdruck p_0 für zwei Werte des Abschälerabstandes d . Düsendurchmesser $a = 0,3$ mm, Abschälerdurchmesser $f = 0,91$ mm

einstimmung mit früheren Ergebnissen (vgl. [1], Abb. 5) verschiebt sich der zum Maximum der Teilchendichte gehörende Wert des „charakteristischen Druckes“ p_0^* zu kleineren Werten, wenn der Abstand d verringert wird. Die Abnahme der Teilchendichte während des Impulses, d.h. der Unterschied der zu

gleichem p_0 und d gehörenden Werte von N_3 und N_{62} , nimmt bei konstantem Abschälerabstand d mit steigendem Einlaßdruck ab und verschwindet bei Drücken, die etwas über dem jeweiligen charakteristischen Druck liegen. Bei konstantem Einlaßdruck ist sie um so größer, je größer der Abschälerabstand d ist.

Dieses experimentelle Ergebnis läßt sich auf folgende Weise erklären: Bei Einlaßdrücken p_0 , die kleiner als der charakteristische Druck p_0^* sind, befindet sich nach den früher entwickelten Vorstellungen über den Mechanismus der Molekularstrahlerzeugung mit Düsen [1], [2] das Gebiet, in dem der Übergang von der gasdynamischen zur molekularen Strömungsform erfolgt, stromaufwärts vom Abschäler. Die während des Impulses erfolgende Zunahme von p_1 bewirkt daher eine Schwächung des Molekularstrahles durch Zusammenstöße mit dem Untergrundgas in der 1. Druckstufe. Diese Schwächung ist für einen bestimmten Druck $p_0 < p_0^*$ um so größer, je größer der Abschälerabstand ist, weil dann der Laufweg des Molekularstrahles in der „Streuzone“ vor dem Abschäler größer ist.

Bei Einlaßdrücken $p_0 > p_0^*$ ist die Strömungsform am Abschäler dagegen im wesentlichen gasdynamisch und von der Größe des Druckes p_1 so lange unabhängig, wie das Expansionsverhältnis p_0/p_1 größer als ein bestimmtes „kritisches“ Druckverhältnis ist. Bei den in Abb. 7 dargestellten Versuchen war diese Bedingung stets erfüllt, das Anwachsen des Druckes p_1 während des Impulses ändert daher erwartungsgemäß im gasdynamischen Bereich den Strömungszustand am Abschäler nicht und führt so zu keiner Änderung der Teilchendichte des Molekularstrahles.

Im Falle der Abb. 6c steigt p_1 wegen der geschlossenen Abpumpleitung während des ganzen Impulses linear mit der Zeit an und überschreitet dabei den zum kritischen Expansionsverhältnis gehörenden Druck. Die beobachtete starke Abnahme der Teilchendichte in einem kleinen Zeitintervall ist daher auf die Ausbildung eines vor dem Abschäler liegenden Verdichtungsstoßes beim Unterschreiten des kritischen Expansionsverhältnisses zurückzuführen [1].

Einen Eindruck von der im Impulsbetrieb möglichen Einsparung an Pumpkapazität vermittelt Abb. 6c: Unter den vorliegenden Versuchsbedingungen wird ohne jede Pumpe an der vorher evakuierten 1. Druckstufe bei Impulsdauern bis zu 30 msec die gleiche Intensität wie bei stationären Molekularstrahlen erzielt. In entsprechender Weise läßt sich der stationäre zum Absaugen des Strahlgas erforderliche Pumpaufwand in den anderen Druckstufen theoretisch beliebig verkleinern, wenn durch geeignete Wahl von Impulsdauer und Volumen der Druckstufe der Druckanstieg während des Impulses hinreichend klein bleibt¹. Im Impulsbetrieb muß die Pumpe nur ausreichen, um das bei einem Impuls anfallende Strahlgas vor Erzeugung des nächsten Impulses abzupumpen. Sie kann daher um so kleiner sein, je größer die Zeit zwischen zwei Impulsen ist.

Zusammenfassung

Bei Molekularstrahlexperimenten, die sich im Impulsbetrieb durchführen lassen, kann der apparative

¹ Von dieser Einsparung an Pumpaufwand wurde bereits bei der Erzeugung von Molekularstrahlimpulsen mit einem Stoßwellenrohr Gebrauch gemacht [3].

Aufwand erheblich gesenkt werden, wenn zur Impulserzeugung statt des fertig ausgebildeten Molekularstrahles die Gaszufuhr des Strahlerzeugungssystems unterbrochen wird. In der vorliegenden Arbeit wird durch Messung des zeitlichen Intensitätsverlaufes an verschieden langen Molekularstrahlimpulsen untersucht, wie schnell und über welche Zwischenzustände die Intensität am Impulsanfang ihren Gleichgewichtswert erreicht und in welcher Weise der mit der Impulsdauer ansteigende Druck in der 1. Druckstufe von Einfluß auf die Intensität des Molekularstrahlimpulses ist. Zur Impulserzeugung dient ein magnetisch betätigtes Schnellschlußventil, dessen Dichtfläche der Zulaufkegel der zur Strahlerzeugung benutzten Düse

ist. Die kürzesten so erzeugten Impulse hatten eine Impulsdauer von 1,6 msec.

Herrn Professor Dr. E.W. BECKER danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für wertvolle Diskussionen. Die Durchführung der Experimente wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft durch Sachbeihilfen gefördert.

Literatur: [1] BIER, K., u. O. HAGENA: Z. angew. Phys. 14, 658 (1962). — [2] HAGENA, O., u. W. HENKES: Z. Naturforsch. 15a, 851 (1960). — [3] SKINNER, G.T.: Phys. Fluids 4, 1172 (1961).

Dr. OTTO-FRIEDRICH HAGENA,
Kernforschungszentrum Karlsruhe,
Institut für Kernverfahrenstechnik
der Technischen Hochschule