

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Marburg a. d. Lahn

Strahlen aus kondensierten Atomen und Molekeln im Hochvakuum

Von

E. W. BECKER, K. BIER und W. HENKES

Mit 6 Figuren im Text

(Eingegangen am 25. Juni 1956)

Bei der Erzeugung von Molekularstrahlen mit einer Lavaldüse kann unter geeigneten Bedingungen eine teilweise Kondensation der Teilchen erreicht werden, die zu einer außerordentlichen Intensitätssteigerung des Strahls im Hochvakuum führt. Die nach einer Laufzeitmethode bestimmte relative Halbwertsbreite der Geschwindigkeitsverteilung eines kondensierten Argonstrahls erweist sich kleiner als 5%, wobei die obere Grenze lediglich durch das Auflösungsvermögen der Meßeinrichtung gegeben ist. Aus der Zunahme der Geschwindigkeit des kondensierten Strahls mit dem Einlaßdruck wird geschlossen, daß in der Düse zumindest ein Teil der Kondensationswärme in geordnete mechanische Energie umgesetzt wird.

In der voranstehenden Arbeit¹ wurde eine Laufzeitmethode beschrieben, mit der die Geschwindigkeitsverteilungen von Lavalstrahlen als stehendes Bild auf einem Oszillographenschirm beobachtet werden konnten. Mit Wasserstoff als Strahlgas zeigte sich bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs eine Aufspaltung der Geschwindigkeitsverteilung, die mit einer außerordentlichen Zunahme der Strahlintensität verbunden war. Die Druck- und Temperaturabhängigkeit des Effektes ließ auf eine teilweise Zusammenlagerung der Strahlmolekeln schließen, die zu einer Einengung der Geschwindigkeitsverteilung und damit zu einer Einschränkung der Zusammenstöße im Hochvakuum führt.

Kondensationsvorgänge in Lavaldüsen sind seit längerer Zeit bekannt². Die Möglichkeit zur Überführung der kondensierten Bereiche ins Hochvakuum und zur unmittelbaren Messung ihrer Geschwindigkeitsverteilung ließ jedoch eine genauere Untersuchung des Effektes lohnend erscheinen.

Die Teilchenstromdichte der kondensierten Strahlen

Die Teilchenstromdichte wurde in 72 mm Entfernung von der Kollimatorblende des Strahlerzeugungssystems* mit Staurohr und Mikro-

* I, Fig. 1. Es wurde die *enge* Lavaldüse benutzt.

¹ BECKER, E. W., u. W. HENKES: Z. Physik **146**, 320 (1956). Im folgenden mit I bezeichnet.

² OSWATITSCH, KL.: Z. angew. Math. Mech. **22**, 1 (1942). Dort auch weitere Literatur.

manometer gemessen³. Bei der Auswertung konnte als sicher angenommen werden, daß die kondensierten Bereiche im Raum hinter dem Auffängerkanal verdampfen und den Kanal als Einzelteilchen bei Zimmertemperatur verlassen. Die im folgenden angegebenen Stromdichten gelten daher für Einzelteilchen.

Fig. 1 zeigt die Teilchenstromdichte eines mit flüssigem Wasserstoff als Düsenkühlmittel erzeugten Wasserstoffstrahls in Abhängigkeit vom

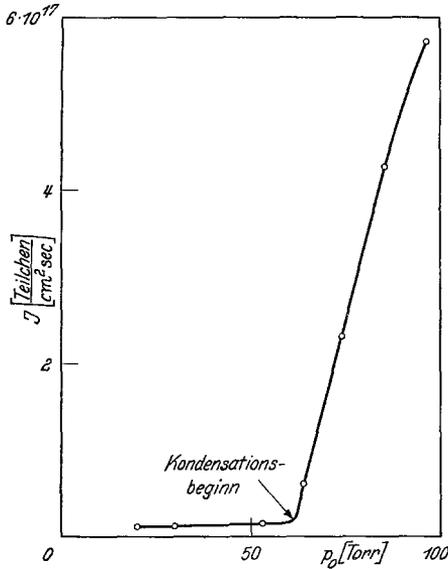


Fig. 1. Die Teilchenstromdichte von Wasserstoffstrahlen in Abhängigkeit vom Einlaßdruck bei der Verwendung von flüssigem Wasserstoff als Düsenkühlmittel

Einlaßdruck p_0 vor der Düse. Die Teilchenstromdichte nimmt im Bereich von 20 bis 62 Torr mit steigendem Einlaßdruck um weniger als 50% zu, während eine Erhöhung von 62 auf 97 Torr einen Intensitätsgewinn um den Faktor 33 bringt. Eine weitere Steigerung des Einlaßdruckes war wegen der beschränkten Pumpleistung in den Vorstufen des Strahlerzeugungssystems (Leybold HG 45 und OT 1500) und wegen der mit steigendem Druck immer stärker werdenden Intensitätsschwankungen nicht möglich*. Die Schwankungen zeigten eine Parallele zu den Verdampfungsstößen des flüssigen Wasserstoffs, die bei der kleinen Wärmekapazität der Kupferdüse offenbar merkliche Temperaturänderungen zur Folge hatten. Durch

willkürliche Veränderung der Düsenkühlung konnte nachgewiesen werden, daß die Strahlintensität im stark druckabhängigen Bereich eine erhebliche negative Temperaturabhängigkeit besitzt. Für eine genauere Untersuchung waren die Verhältnisse bei der tiefen Temperatur jedoch zu inkonstant. Da sich mit Helium als Strahlgas und flüssigem Wasserstoff als Düsenkühlmittel nur die übliche, von den Versuchen bei höherer Temperatur bekannte schwache positive Druckabhängigkeit ergab, konnte angenommen werden, daß der starke Anstieg der Strahlintensität beim Wasserstoff auf einer teilweisen Kondensation beruht.

Diese Vermutung wurde durch Untersuchungen mit Stickstoff und Argon bestätigt, bei denen die starke Zunahme der Strahlintensität mit

* Die in Fig. 1 wiedergegebenen Meßpunkte entsprechen den *Maximalauschlägen* des Mikromanometers.

³ BECKER, E. W., u. K. BIER: Z. Naturforsch. 9a, 975 (1954), Abb. 9.

dem Einlaßdruck, wegen der größeren Realität dieser Gase, schon mit flüssiger Luft als Düsenkühlmittel zu beobachten war (Fig. 2). Bei Argon, das eine wesentlich stärkere Druckabhängigkeit der Teilchen-

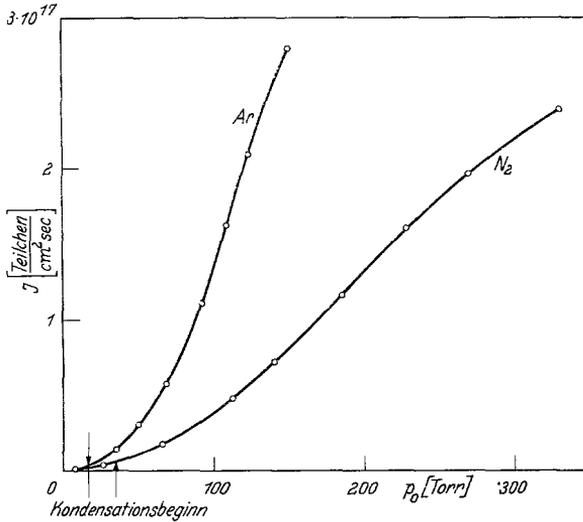


Fig. 2. Die Teilchenstromdichte von Argon- und Stickstoffstrahlen in Abhängigkeit vom Einlaßdruck bei der Verwendung von flüssiger Luft als Düsenkühlmittel

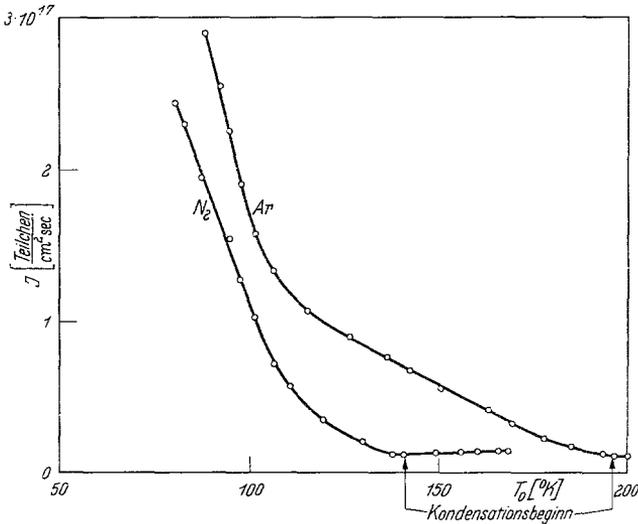


Fig. 3. Die Teilchenstromdichte von Argon und Stickstoffstrahlen in Abhängigkeit von der Düsentemperatur T_0 . Einlaßdruck p_0 : Ar 203 Torr, N₂ 330 Torr

stromdichte zeigt als Stickstoff, wurde der Einlaßdruck durch den Meßbereich des Mikromanometers beschränkt. Beim Stickstoff war die Grenze durch die Sauggeschwindigkeit der Pumpen gegeben.

Beim Stickstoff und Argon zeigten die Teilchenstromdichten auch im stark druckabhängigen Bereich keine Schwankungen, was offenbar auf der bei höherer Temperatur erheblich größeren Wärmekapazität der Düse beruht. Bei diesen Gasen konnte daher auch die Temperaturabhängigkeit der Kondensationsercheinungen untersucht werden. Zur Vereinfachung der Versuchstechnik wurde mit gleitender Temperatur gearbeitet, indem das mit flüssiger Luft abgekühlte Strahlerzeugungssystem durch einen Stickstoffstrom allmählich erwärmt wurde. Ein Thermoelement zeigte die ungefähre Düsentemperatur an. Aus Fig. 3 geht hervor, daß die Teilchenstromdichten bei den hohen Einlaßdrücken stark mit steigender Temperatur abnehmen. Die negative Temperaturabhängigkeit, die sich für die kondensierten Strahlen als typisch erweist, verschwindet mit steigender Temperatur und geht für Stickstoff bei etwa 140° K und für Ar bei etwa 200° K in die schwach positive Temperaturabhängigkeit der nicht kondensierten Strahlen über.

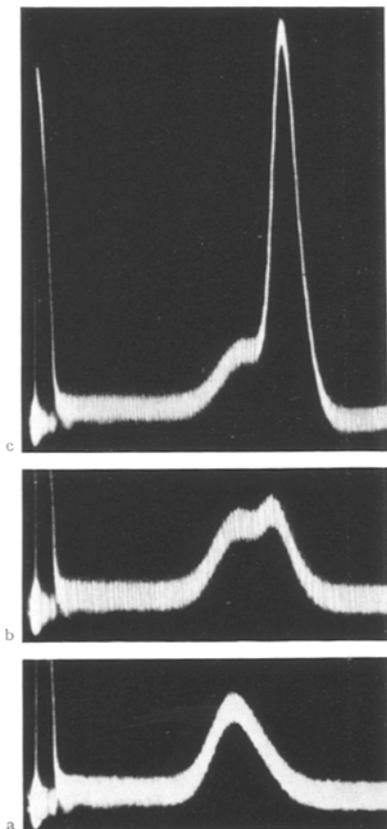


Fig. 4 a—c. Oszillogramme von Argonstrahlen bei verschiedenen Düsentemperaturen. a 202° K, b 187° K, c 169° K. Einlaßdruck $p_0 = 203$ Torr. 7300 U/min

Die Geschwindigkeitsverteilungen der kondensierten Strahlen

Der Kondensationsbeginn ließ sich eindeutig aus den mit der Laufzeit-anordnung* erhaltenen Oszillogrammen entnehmen. Fig. 4 zeigt drei Bildausschnitte, die mit Argon bei einem Einlaßdruck von 203 Torr und Düsentemperaturen von 202, 187 und 169° K

gewonnen werden konnten. Man bemerkt, daß aus der ursprünglichen Lavalverteilung mit fallender Temperatur eine zweite Erhebung herauswächst. Die Temperatur- und Druckabhängigkeit dieser Erscheinung beweist, daß sie durch die kondensierten Teilchen verursacht wird.

Der auf dem Oszillogramm beobachtete Einsatz der Kondensation ist in den Fig. 1—3 durch Pfeile markiert. Nach Fig. 2 stehen die zum

* I, Fig. 2 und 3. Es wurde die Scheibe mit den 2 mm breiten Schlitzen verwendet.

Kondensationsbeginn gehörenden Drucke beim Ar und N₂ annähernd im umgekehrten Verhältnis wie die Steigungen der Kurven. Die Druckabhängigkeiten lassen sich daher durch Reduktion des Abszissenmaßstabes praktisch zur Deckung bringen. Nach Fig. 4 und Tabelle 1 ist die wahrscheinlichste Geschwindigkeit der kondensierten Strahlenteile merklich kleiner als die der freien Teilchen. Sie entspricht beim Kondensationsbeginn annähernd der für eine Machzahl 6 und die Temperatur des Düsenkühlmittels berechneten Geschwindigkeit V einer gasdynamischen Strömung (Tabelle 1)*.

Tabelle 1

Gas	Düsenkühlung	v_{sc} (m/sec)		V (m/sec) berechnet mit $M=6$
		freie Teilchen	kondensierte Teilchen	
H ₂	flüssiger H ₂	963	630	630
N ₂	flüssige Luft	435	370	382
Ar	flüssige Luft	330	275	277

Bei Steigerung des Einlaßdruckes beobachtet man neben der starken Intensitätszunahme der kondensierten Strahlen eine merkliche Erhöhung

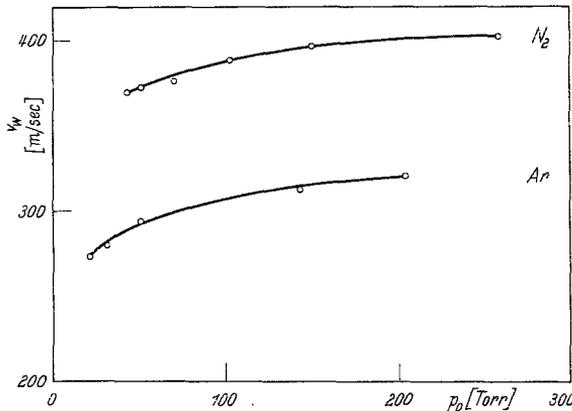


Fig. 5. Wahrscheinlichste Geschwindigkeit der kondensierten Anteile von Argon- und Stickstoffstrahlen in Abhängigkeit vom Einlaßdruck p_0 . Flüssige Luft als Düsenkühlmittel

ihrer wahrscheinlichsten Geschwindigkeit (Fig. 5), während diese Größe bei den nicht kondensierten Strahlen weitgehend druckunabhängig gefunden wird**. Dieser Effekt dürfte auf der freiwerdenden Kondensationswärme beruhen, die bei der Expansion teilweise in geordnete Translationsenergie umgesetzt wird***.

* Vgl. I, Gl. (8). Bei der Berechnung wurde für H₂ und Ar $\kappa = 1,67$, für N₂ $\kappa = 1,40$ eingesetzt.

** Vgl. I, Fig. 10, Kurve für 100% Ar.

*** Diese Erklärung entspricht der in der Raketentechnik üblichen Annahme, daß der spezifische Schub eines Treibmittels ansteigt, wenn die Reaktionsprodukte noch in der Düse kondensieren (vgl. E. SCHMIDT, Einführung in die technische Thermodynamik, 5. Aufl. S. 314. Heidelberg: Springer 1953).

In Fig. 6 ist die scheinbare relative Halbwertsbreite der Geschwindigkeitsverteilungen der kondensierten Strahlanteile gegen die reziproke Tourenzahl der Unterbrecherscheibe aufgetragen. Aus der Neigung der die Meßpunkte verbindenden Geraden geht hervor, daß auch die höchste der verwendeten Tourenzahlen für eine fehlerfreie Abbildung noch nicht ausreicht. Eine weitere Steigerung der Tourenzahlen war bei der mit vier Schlitzen versehenen Scheibe wegen der zu großen Laufzeit der Strahlen nicht möglich. Es kann daher lediglich festgestellt werden, daß die

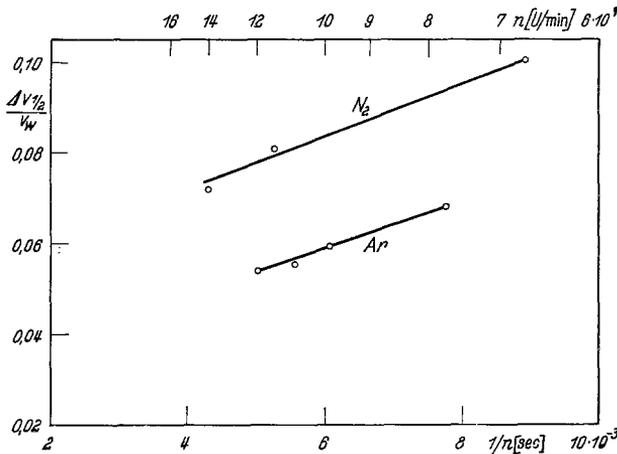


Fig. 6. Die scheinbare relative Halbwertsbreite der Geschwindigkeitsverteilungen von kondensierten Argon- und Stickstoffstrahlen in Abhängigkeit von der reziproken Tourenzahl. Ar: $p_0 = 203$ Torr, N_2 : $p_0 = 305$ Torr. Flüssige Luft als Düsenkühlmittel

relative Halbwertsbreite beim Stickstoff kleiner als 0,07 und beim Argon kleiner als 0,05 ist. Eine genauere Bestimmung wäre erstrebenswert, da aus der relativen Halbwertsbreite eine Aussage über die mittlere Größe der kondensierten Bereiche gewonnen werden kann.

Bei einem Gemisch aus 80% H_2 und 20% Ar mit flüssiger Luft als Düsenkühlmittel setzt die Kondensation des Argonteils bei einem Einlaßdruck von 55 Torr ein. Durch die Beschleunigung im Wasserstoff* ist die wahrscheinlichste Geschwindigkeit der kondensierten Bereiche doppelt so groß (550 m/sec) wie beim reinen Argon (275 m/sec, vgl. Tabelle 1). Die Entmischung der Komponenten auf Grund des Trenndüseneffektes⁴ dürfte durch die Kondensation des Argons wesentlich verstärkt werden.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für eine Sachbeihilfe.

* Vgl. I, Fig. 10.

⁴ BECKER, E. W., K. BIER u. H. BURGHOF: Z. Naturforsch. **10a**, 565 (1955).