

# Die Molekeldichte und der Kondensationsgrad in kondensierten $H_2$ -Molekularstrahlen, die bei überkritischen Drücken erzeugt werden

R. KLINGELHÖFER und H. RÖHL

Institut für Kernverfahrenstechnik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe

(Z. Naturforsch. **25 a**, 402–405 [1970]; eingegangen am 23. Dezember 1969)

The flux density and the velocity of hydrogen cluster beams are measured with nozzle temperatures between  $34^\circ$  and  $39^\circ K$  and with inlet pressures between 15 and 35 atm. At a distance of about 20 cm from the nozzle exit number densities as high as  $1 \times 10^{18} H_2$ -molecules/cm<sup>3</sup> are found within a background density of about  $5 \times 10^{10}$  molecules/cm<sup>3</sup>. The degree of condensation is calculated from the measured kinetic energy of the beam particles and the known enthalpy of the gas before the expansion assuming that the final thermal energy of the expanded material can be neglected. Within the cited intervals of temperature and pressure degrees of condensation between 8 and 29% were found.

## 1. Einleitung und Zusammenfassung

Durch Expansion eines Gases aus einer Düse und Überführung des Strahlkerns ins Hochvakuum lassen sich unter geeigneten Bedingungen sogen. kondensierte Molekularstrahlen erzeugen, die aus Molekelclustern bestehen<sup>1, 2</sup>.

Sie zeichnen sich gegenüber gewöhnlichen Molekularstrahlen durch hohe Dichte bei gleichzeitig scharfer räumlicher Begrenzung aus. Kondensierte Molekularstrahlen der Wasserstoffisotope ermöglichen die gerichtete Einführung des Kernbrennstoffs bei Kernfusionsexperimenten<sup>3</sup>. Durch eine elektrische Entladung lassen sie sich in räumlich scharf begrenzte Plasmakonfigurationen umwandeln<sup>4</sup>.

Da der bei der Strahlerzeugung im gasförmigen Zustand verbleibende Materieanteil bei relativ niedrigen Drücken abgepumpt werden muß, ist man im allgemeinen an einem hohen Kondensationsgrad interessiert. In der vorliegenden Arbeit werden die Molekeldichte und der Kondensationsgrad von  $H_2$ -cluster-Strahlen bei Einlaßdrücken zwischen 15 und 35 ata und bei Düsentemperaturen zwischen  $34^\circ$  und  $39^\circ K$  untersucht, einem Bereich, in dem nach dem Zustandsdiagramm des Wasserstoffs besonders hohe Kondensationsgrade zu erwarten sind.

Zur Bestimmung der Molekeldichte im Strahl wird die Molekelstromdichte mit einem Staurohrdetektor und die Strahlggeschwindigkeit mit einer Flugzeit-

methode gemessen. Der Kondensationsgrad  $\alpha$  wird aus der gemessenen kinetischen Energie der Strahlteilchen mit der bekannten Ausgangsenthalpie des Gases unter der Voraussetzung berechnet, daß die thermische Energie des expandierten Materials vernachlässigt werden kann. Bei 35 ata beträgt der Kondensationsgrad 29% und die Molekeldichte im Strahl, gemessen in 197 mm Abstand von der Düsenmündung  $\approx 10^{18} H_2$ -Molekeln/cm<sup>3</sup>, was bei freien Molekeln und Zimmertemperatur einem Druck von etwa 25 Torr entspricht. Der Druck in dem den Strahl umgebenden Hochvakuum liegt bei  $2 \times 10^{-6}$  Torr.

## 2. Apparatur

Das Konstruktionsprinzip des Strahlerzeugungssystems wurde bereits früher beschrieben<sup>2</sup>. Die verwendete Düse ist 30 mm lang und öffnet sich von 1 mm  $\phi$  im engsten Querschnitt auf 5 mm  $\phi$  am Düsenende. Zur Einstellung konstanter Düsentemperaturen oberhalb der kritischen Temperatur des Wasserstoffs ( $33,3^\circ K$ ) wird der Kryostat für die Kühlung der Düse (s. Abb. 1) mit ca. 0,3 l flüssigen Neons gefüllt. Die verschiedenen Düsentemperaturen werden durch Vorgabe des Dampfdrucks über dem Neonbad eingestellt. Zusätzlich verdampfendes Neon wird an einem von flüssigem Wasserstoff durchströmten Kühlfinger kondensiert und tropft zurück in das Neonbad. Der Einstrom von flüssigem Wasserstoff in den Kühlfinger wird so geregelt, daß die Düsentemperatur konstant bleibt.

Sonderdruckanforderungen an Dr. R. KLINGELHÖFER, Institut für Kernverfahrenstechnik im Kernforschungszentrum Karlsruhe, D-7500 Karlsruhe, Postfach 3640.

<sup>1</sup> E. W. BECKER, K. BIER u. W. HENKES, Z. Phys. **146**, 333 [1956].

<sup>2</sup> E. W. BECKER, R. KLINGELHÖFER u. P. LOHSE, Z. Naturforsch. **17 a**, 432 [1962].

<sup>3</sup> E. W. BECKER, R. KLINGELHÖFER u. P. LOHSE, Z. Naturforsch. **15 a**, 645 [1960].

<sup>4</sup> E. W. BECKER u. R. KLINGELHÖFER, Z. Naturforsch. **19 a**, 813 [1964]; Plasma Physics (J. Nuclear Energy Part C) **8**, 413 [1966]. — R. KLINGELHÖFER, Beitr. Plasmaphysik **6**, 253 [1966]. — R. G. A. FRANK u. R. KLINGELHÖFER, Z. Naturforsch. **24 a**, 1632 [1969].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

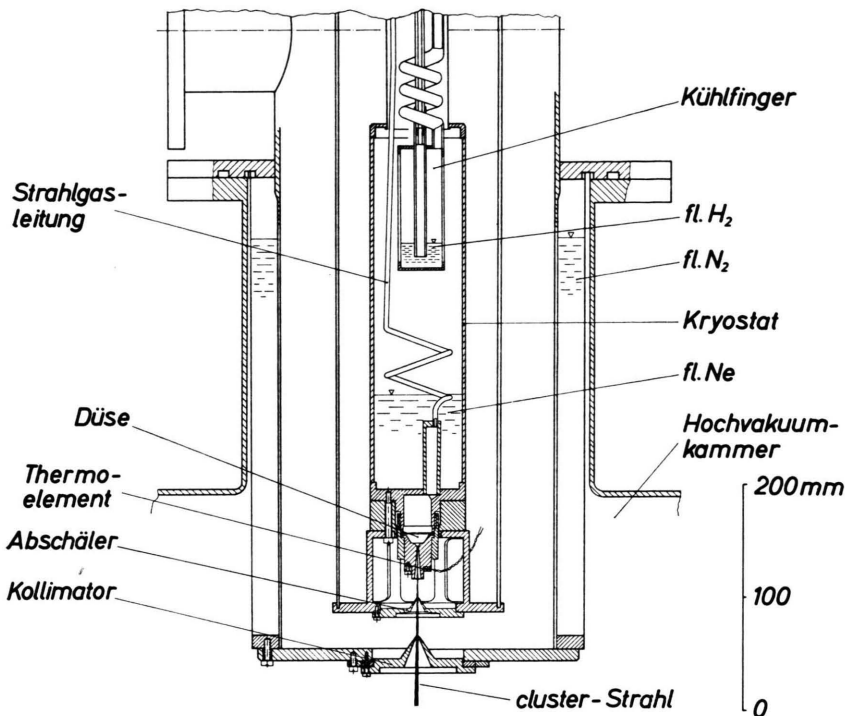


Abb. 1. Das Strahlerzeugungssystem und die Kühlvorrichtung für die Düse. In den Druckstufen zwischen Düse und Abschäler und Abschäler und Kollimator werden stationäre Drücke von etwa  $5 \cdot 10^{-2}$  und  $10^{-3}$  Torr resp. aufrechterhalten.

Durchmesser des Abschälers:

1,0 mm,

Durchmesser des Kollimators:

1,0 mm.

Die Düse ist mit einem in Abb. 1 nicht eingezeichneten Magnetventil<sup>5</sup> verschlossen. Durch Öffnen des Ventils werden cluster-Strahlimpulse von etwa 5 msec Dauer erzeugt.

Zur Messung der Geschwindigkeit wird der cluster-Strahl nach dem Eintritt in die Hochvakuumkammer mit einer geschlitzten rotierenden Scheibe zu bekannten Zeitpunkten zerhackt und am Ende eines Laufweges von ca. 300 mm mit einem Ionisationsdetektor nachgewiesen.

Zur Messung der Molekelstromdichte tritt der cluster-Strahl durch eine Öffnung von ca. 0,1 mm  $\phi$  in eine Ionisationsmanometeröhre ein. Der zeitliche Anstieg des Drucks, der sich beim Verdampfen der cluster in der Röhre aufbaut, ist ein Maß für die Molekelstromdichte im Strahl.

### 3. Meßergebnisse und Auswertung

In Abb. 2 und 3 sind die gemessenen Molekelstromdichten  $j$  und die Strahlgeschwindigkeiten  $w$  und in Abb. 4 a die daraus berechneten Molekel-dichten  $n = j/w$  in Abhängigkeit von der Düsentemperatur  $T_0$  und dem Einlaßdruck  $p_0$  aufgetragen.

Besonders fällt die Abnahme der Geschwindigkeit mit steigendem Einlaßdruck bei konstanter Tempe-

ratur auf. Der Effekt erklärt sich durch die Abnahme der Ausgangsenthalpie  $H_0$  des Gases (s. Abb. 5), die nach Gl. (1) in die Strahlgeschwindigkeit ein-

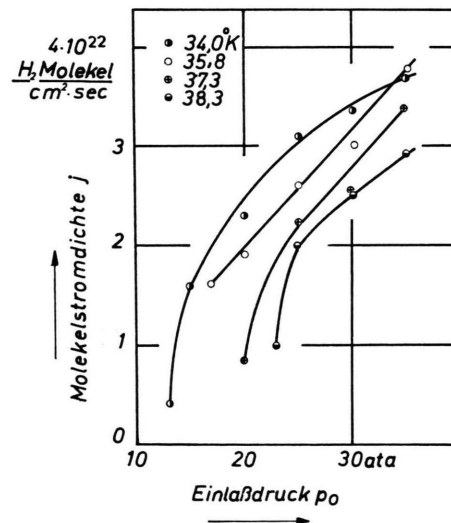


Abb. 2. Die Molekelstromdichte  $j$ , gemessen in 197 mm Abstand von der Düsenmündung in Abhängigkeit vom Einlaßdruck  $p_0$  mit der Düsentemperatur  $T_0$  als Parameter.

<sup>5</sup> O. HAGEN, Z. Angew. Phys. **16**, 183 [1963].

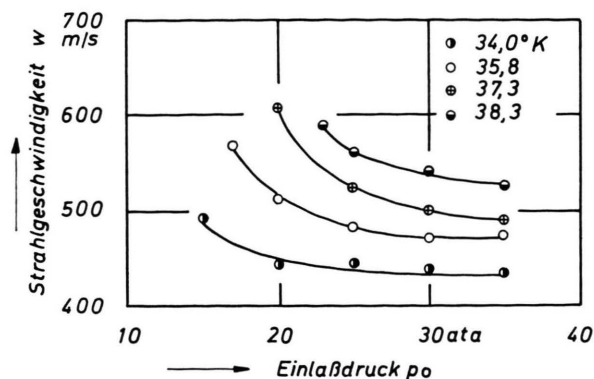


Abb. 3. Die Strahlgeschwindigkeit  $w$ , gemessen in 197 mm Abstand von der Düsenmündung in Abhängigkeit vom Einlaßdruck  $p_0$  mit der Düsentemperatur  $T_0$  als Parameter.

geht<sup>6</sup>.  $H_0^1$  sinkt mit dem Druck, weil die potentielle Energie des Strahlgas und der Term  $\text{Druck} \times \text{Volumen}$  auf Grund der anziehenden van-der-Waals-Kraft mit wachsender Dichte abnehmen.

$$\frac{1}{2} w^2 = H_0 - H_E. \quad (1)$$

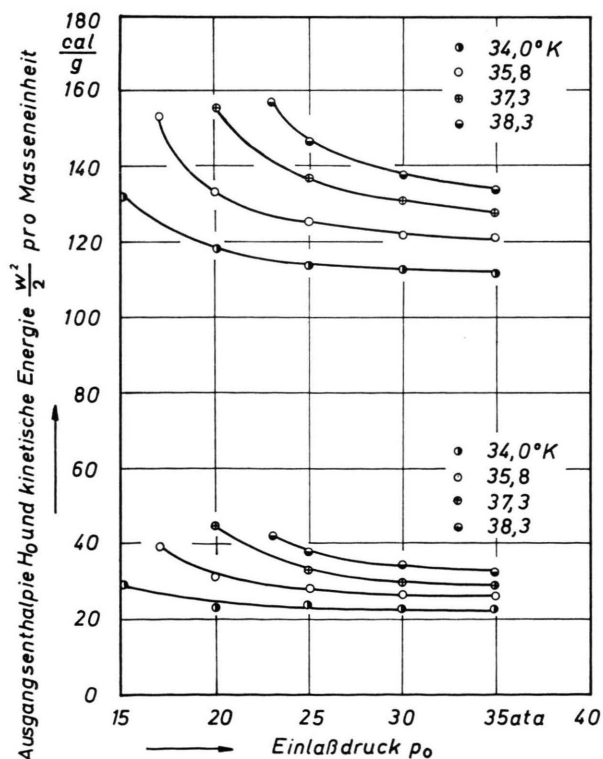


Abb. 5. Obere Kurvenschar: Die Ausgangsenthalpie  $H_0$  pro Masseneinheit; untere Kurvenschar: die kinetische Energie  $\frac{1}{2} w^2$  pro Masseneinheit in Abhängigkeit vom Einlaßdruck  $p_0$  mit der Düsentemperatur  $T_0$  als Parameter.

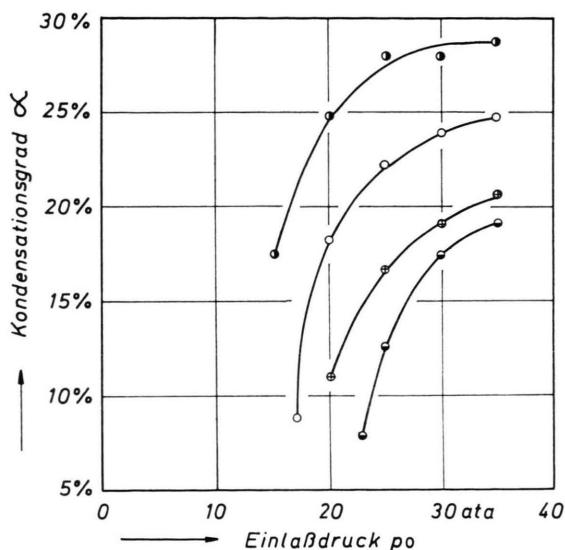
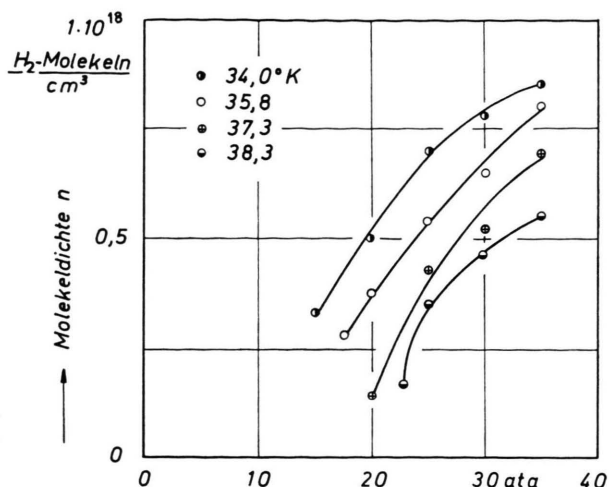


Abb. 4. a) Die aus  $j$  und  $w$  (Abb. 2 und 3) berechnete Molekeldichte  $n$  in 197 mm Abstand von der Düsenmündung, b) der aus Gl. (4) berechnete Kondensationsgrad  $\alpha$  in Abhängigkeit vom Einlaßdruck  $p_0$  mit der Düsentemperatur  $T_0$  als Parameter.

$H_0$  = Ausgangsenthalpie pro Masseneinheit des ruhenden Wasserstoffs unter dem Einlaßdruck  $p_0$  und bei der Temperatur  $T_0$ ,

<sup>6</sup> Dabei wird vorausgesetzt, daß die cluster und das Gas gleiche Schwerpunktgeschwindigkeiten haben. Eine Abschätzung unter Benutzung der Stokesschen Reibungskraft ergibt, daß zur Aufrechterhaltung einer Differenzgeschwindigkeit zwischen Gas und clustern von nur 10% der gemessenen Geschwindigkeit — was etwa der Meßgenauigkeit bei der Geschwindigkeitsmessung entspricht — die Anzahl der Molekeln pro cluster bereits groß gegen  $10^{13}$  sein müßte. Lichtstreuversuche an den cluster-Strahlen deuten darauf hin, daß diese Bedingung bei den vorliegenden Versuchen nicht erfüllt ist.

$H_E$  = Enthalpie pro Masseneinheit des cluster-Gas-Gemisches nach der Expansion

$$= \alpha \cdot U_{i,cl} + (1 - \alpha) (U_K + U_{Th}) + pV, \quad (2)$$

$U_{i,cl}$  = Innere Energie pro Masseneinheit der cluster nach der Expansion,

$U_K$  = Kondensationswärme pro Masseneinheit des Wasserstoffs,

$U_{Th}$  = Thermische Energie pro Masseneinheit des nicht kondensierten Wasserstoffs nach der Expansion,

$p, V$  = Druck und Volumen pro Masseneinheit des nicht kondensierten Wasserstoffs nach der Expansion.

Setzt man (2) in (1) ein, so erhält man für den Kondensationsgrad

$$\alpha = \frac{U_K + U_{Th} + pV + \frac{1}{2} w^2 - H_0}{U_K + U_{Th} - U_{i,cl}}. \quad (3)$$

Unter der Voraussetzung, daß  $U_{Th} + pV$  und  $U_{Th} - U_{i,cl}$  wegen der Abkühlung des Wasserstoffs bei der Expansion gegen  $U_K$  vernachlässigt werden kann ( $U_K$  ist ca.  $4 \times \frac{1}{2} w^2$  und die thermische Energie eines Überschallstrahls ist klein gegen seine Schwerpunktsenergie) ergibt sich aus (3)

$$\alpha = \frac{U_K + \frac{1}{2} w^2 - H_0}{U_K}. \quad (4)$$

Die aus (3) resultierenden Kondensationsgrade wären noch größer als die nach (4) berechneten, weil zur Deckung der vernachlässigten Energieterme zusätzliche Kondensationswärme aufgebracht werden müßte.

$H_0$  und  $U_K$  entnimmt man dem bekannten Enthalpie-Entropie-Temperatur-Druck-Diagramm des Wasserstoffs<sup>7</sup>.

Der nach Gl. (4) ausgerechnete Kondensationsgrad ist in Abb. 4 b zum Vergleich mit der Dichte in Abb. 4 a aufgetragen.

Einer weiteren Erhöhung der Dichte durch Senkung der Temperatur ist durch die kritische Temperatur von 33,3 °K eine Grenze gesetzt, weil das Gas sonst bereits vor der Düse verflüssigt würde.

Den Druck noch weiter zu erhöhen, scheint nach den Meßergebnissen nicht sehr vielversprechend, zumal die Ausgangsenthalpie oberhalb 35 ata bei 34 °K wegen des abstoßenden Kovolumeneffektes wieder ansteigt<sup>5</sup> und nach Gl. (1) geschwindigkeits-erhöhend und damit dichte-verkleinernd wirkt. Möglicherweise läßt sich jedoch durch eine langsamere Expansion in einer noch längeren als der hier verwendeten Düse eine weitere Erhöhung des Kondensationsgrads und damit der Dichte erzielen, vorausgesetzt, daß die Wärmezufuhr von der Düsenwand dabei genügend klein bleibt.

Wir danken den Herren Prof. BECKER, HAGENA und MOSER für klärende Diskussionen und Frau VOGELSGESANG für ihre Hilfe bei den Experimenten.

<sup>7</sup> V. J. JOHNSON, Properties of Materials at Low Temperatures, Tab. 4.002; National Bureau of Standards, Pergamon Press, London 1961.