

Produktionsraten sind nach dem Exponentialgesetz  $P(t) = P^0 \exp(-\gamma t)$  mit  $-1,1 \cdot 10^{-9} \leq \gamma \leq -0,6 \cdot 10^{-9} \text{ a}^{-1}$  zeitlich angewachsen (II. 3). Zwischen diesen beiden Fällen liegende Möglichkeiten sind denkbar.

Es werden Angaben über die sich ergebenden Bestrahlungszeiten gemacht (II. 4). Weder bei den Strahlungsaltern noch bei den Bestrahlungszeiten zeigt sich eine ausgeprägte Gruppierung um einen oder einige wenige Werte; es gibt also kein durch die Meßergebnisse an Kalium begründetes Anzeichen dafür, daß die Eisenmeteorite infolge eines einzigen oder einiger weniger katastrophenähnlichen

Zusammenstöße zwischen den größeren Meteoriten-Mutterkörpern entstanden sind.

Für das zeitliche Anwachsen der Produktionsraten ist sehr wahrscheinlich ein allgemeines Anwachsen des hochenergetischen Teilchenflusses im interplanetaren Raum verantwortlich.

Für die Erlaubnis, Meßergebnisse vor ihrer Veröffentlichung für diese Untersuchung benutzen zu dürfen, sowie für wertvolle Hinweise danke ich Herrn Prof. H. HINTENBERGER, Frau Dr. E. VILCSEK und Herrn Dr. H. WÄNKE. Auch den Herren Dr. M. HONDA, Prof. A. O. NIER, Dr. P. SIGNER und Dr. H. STAUFFER möchte ich dafür danken, daß sie mir ihre Ergebnisse vor dem Erscheinen der Arbeiten zugänglich gemacht haben.

## Strahlen aus kondensiertem Wasserstoff, kondensiertem Helium und kondensiertem Stickstoff im Hochvakuum

Von E. W. BECKER, R. KLINGELHÖFER und P. LOHSE

Aus dem Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Kernverfahrenstechnik der Technischen Hochschule

(Z. Naturforsch. 17 a, 432—438 [1962]; eingegangen am 20. März 1962)

Es wird eine Anordnung zur Erzeugung kondensierter Molekularstrahlen beschrieben, die eine Abkühlung der zur Strahlerzeugung benutzten Düse bis zur Temperatur des flüssigen Heliums ermöglicht. Mit flüssigem Wasserstoff, flüssigem Helium und flüssigem Stickstoff als Kältebäder werden Strahlen aus kondensiertem Wasserstoff, kondensiertem Helium und kondensiertem Stickstoff im Hochvakuum erzeugt. Die Geschwindigkeitsverteilungen dieser Strahlen werden nach einer Laufzeitmethode bestimmt. Durch Streuung am Untergrundgas wird die auf der großen Masse der Agglomerate beruhende große Persistenz der kondensierten Strahlen demonstriert. Es wird gezeigt, daß sich die Intensität der kondensierten Wasserstoffstrahlen durch Zusatz von Helium, die der kondensierten Stickstoffstrahlen durch Zusatz von Wasserstoff beträchtlich steigern läßt. Die nicht kondensierenden Zusätze werden dabei durch den Trenndüsen effekt weitgehend aus dem kondensierten Strahl entfernt. Bei Verwendung von Gemischen aus Wasserstoff und Deuterium wird das schwere Isotop in dem kondensierten Strahl etwa um einen Faktor 3 angereichert.

In einer früheren Arbeit wurde gezeigt, daß sich bei der Molekularstrahlerzeugung mit Düsen eine teilweise Zusammenlagerung der Strahlteilchen durch VAN DER WAALS-Kräfte erreichen läßt<sup>1</sup>. Die gegenseitige Verkettung der Strahlteilchen setzt die Zahl der Zusammenstöße auf einem bestimmten Laufweg stark herab und ermöglicht so die Erzeugung sehr intensiver, räumlich scharf begrenzter Materiestrahlen im Hochvakuum. „Kondensierte Molekularstrahlen“ aus den Isotopen des Wasserstoffs haben in der letzten Zeit wegen ihrer hohen Intensität und scharfen räumlichen Begrenzung Interesse für Kernfusionsexperimente gewonnen<sup>2</sup>.

Bei den früheren Experimenten wurde ein schräg

nach oben gerichteten Strahlerzeugungssystem verwendet, bei dem die Düse durch einen aufsteigenden Flüssigkeitsstrom gekühlt werden konnte<sup>3</sup>. Diese, durch die Vorgeschichte der Experimente bedingte Konstruktion hatte den Nachteil, daß die Kühlleistung an der Düse Schwankungen unterworfen war, die bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs erhebliche Schwankungen der Strahlintensität zur Folge hatten. Außerdem war mit den damals zur Verfügung stehenden Pumpen der Einlaßdruck bei der Erzeugung kondensierter Wasserstoffstrahlen auf etwa 100 Torr beschränkt. In der vorliegenden Arbeit wird ein Strahlerzeugungssystem beschrieben, bei dem die erwähnten Mängel beseitigt

<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. 15 a, 644 [1960].

<sup>3</sup> E. W. BECKER u. W. HENKES, Z. Phys. 146, 320 [1956].



sind. Es liefert weitgehend konstante Strahlen, deren Maximalintensität im Fall des Wasserstoffs um etwa einen Faktor 4 höher liegt als bei den früheren Experimenten. Darüber hinaus können erstmals kondensierte Heliumstrahlen erzeugt werden<sup>4</sup>.

Es wird gezeigt, daß sich die Intensität der kondensierten Wasserstoffstrahlen durch Zusatz von Helium, die der kondensierten Stickstoffstrahlen durch Zusatz von Wasserstoff beträchtlich steigern läßt. Die nicht kondensierten Zusätze werden dabei durch den Trenndüsen effekt<sup>5</sup> weitgehend aus dem kondensierten Strahl entfernt. Bei Verwendung von Gemischen aus Wasserstoff und Deuterium wird das schwere Isotop in dem kondensierten Strahl etwa um einen Faktor 3 angereichert.

### Die Versuchsanordnung

Das Strahlerzeugungssystem ist in Abb. 1 dargestellt. Die Düse ist in den Boden des Kühlmittelgefäßes eingelötet, der gemeinsam mit der Montageplatte für den Abschäler aus einem Kupferzylinder hergestellt ist.

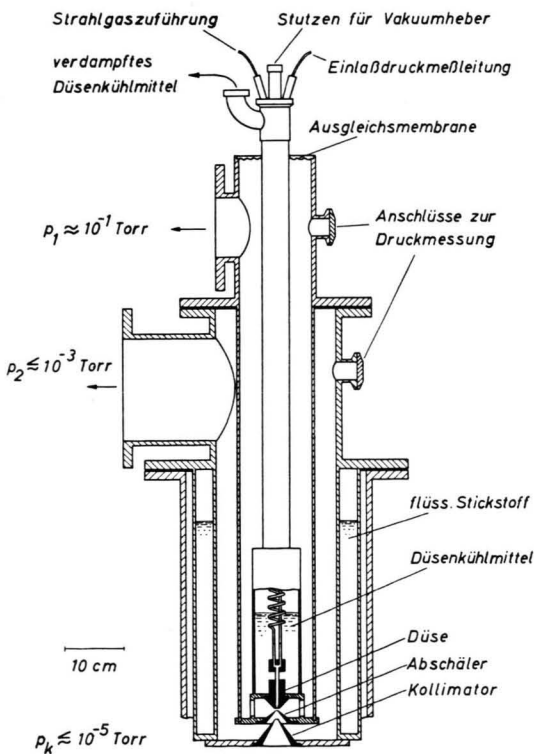


Abb. 1. Das Strahlerzeugungssystem.

Neben einer starren Zentrierung von Düse und Abschäler wird so ein guter Wärmekontakt zwischen Abschäler und Kühlbad erreicht. Der Verbindungssteg zwischen den beiden Platten ist mit Durchbrüchen zum Abpumpen des im Raum zwischen Düse und Abschäler anfallenden Gases versehen. Der Kollimator sitzt auf einer dritten Kupferplatte, die im thermischen Kontakt mit einem das Strahlerzeugungssystem umgebenden Bad aus flüssigem Stickstoff steht.

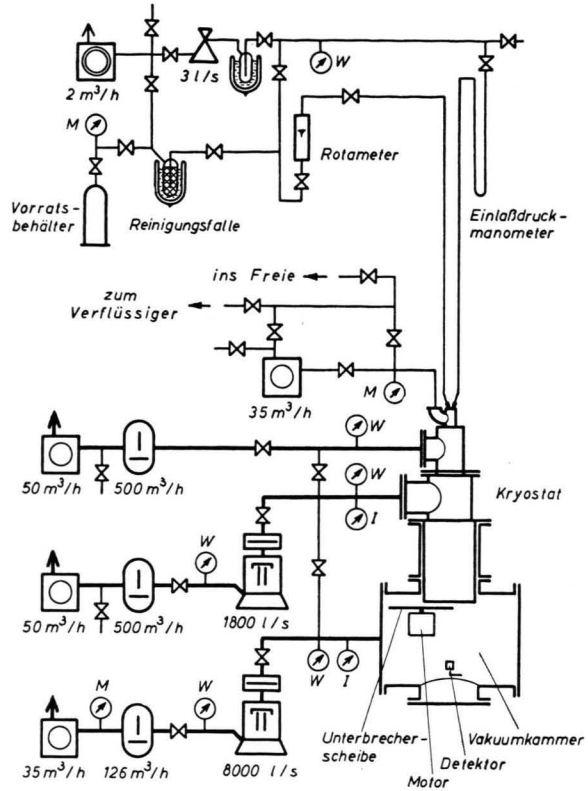


Abb. 2. Schema der Versuchsanordnung. Die Abkürzungen bedeuten: I=Ionisationsmanometer, W=Wärmeleitmanometer, M=Membranmanometer. Als Zeichen für die Pumpen wurden die im Katalog der Fa. E. Leybold benutzten Symbole gewählt.

Der gesamte Kryostat ist auf einem Flansch der Vakuumkammer montiert (Abb. 2). Die Kammer wird von einer Öldiffusionspumpe mit einer maximalen Saugleistung von 8000 Litern/sec auf einem Druck von etwa  $10^{-5}$  Torr gehalten. An den Raum zwischen Düse und Abschäler ist ein Rootsgebläse mit einer Saugleistung von 500 m³/h angeschlossen, während das Vakuum in dem Raum zwischen Abschäler und Kollimator von einer Öltreibdampfpumpe mit einer maximalen Saugleistung von etwa 1800 Litern/sec aufrechterhalten wird.

<sup>4</sup> E. W. BECKER, R. KLINGELHÖFER u. P. LOHSE, Z. Naturforsch. 16 a, 1259 [1961].

<sup>5</sup> E. W. BECKER, K. BIER u. H. BURGHOF, Z. Naturforsch. 10 a, 565 [1955]. — E. W. BECKER, W. BEYRICH, K. BIER, H. BURGHOF u. F. ZIGAN, Z. Naturforsch. 12 a, 609 [1957].

Bei den im folgenden beschriebenen Versuchen wurde eine konvergente Düse mit einem Mündungsdurchmesser von 0,15 mm verwendet<sup>6</sup>. Die Öffnungen des Abschälers und des Kollimators hatten Durchmesser von 0,99 bzw. 0,80 mm. Die Öffnungen von Düse und Abschäler waren 4,0 mm, die von Abschäler und Kollimator 10,4 mm voneinander entfernt. Der innere bzw. äußere Öffnungswinkel des Abschälers wurde mit 50° bzw. 70° genau so groß gewählt wie früher<sup>7</sup>.

Die Strahlintensität wurde mit der in Anm.<sup>7</sup> beschriebenen Kombination aus Staurohr und Membranmikromanometer gemessen. Bei der Berechnung der Teilchenstromdichte wurde angenommen, daß die in das Staurohr eingetretenen Strahlteilchen das Staurohr als Einzelmolekel bzw. Einzelatome mit Zimmertemperatur verlassen.

Die Geschwindigkeitsverteilung der Strahlen wurde nach der in Anm.<sup>3</sup> und <sup>8</sup> beschriebenen Laufzeitmethode bestimmt. Die mit 2 Schlitzen versehene Unterbrecherscheibe hatte einen Durchmesser von 348 mm, sie konnte maximal mit 8500 Umdrehungen pro Minute betrieben werden. Der Laufweg der Strahlen zwischen der Unterbrecherscheibe und der in Strahlrichtung 1 mm breiten aktiven Zone des Ionisationsdetektors betrug 300 mm.

### Geschwindigkeit, Mach-Zahl und Intensität der kondensierten Strahlen

Abb. 3 zeigt die Oszillogramme von kondensierten Wasserstoff-, Helium- und Stickstoffstrahlen, die mit flüssigem Wasserstoff, flüssigem Helium bzw. flüssigem Stickstoff als Düsenkühlmittel und einem Einlaßdruck von etwa 700 Torr aufgenommen wurden. Eine Auswertung der Oszillogramme ist nach der in Anm.<sup>8</sup> beschriebenen Methode nur unter der vereinfachenden Annahme möglich, daß die Strahlen aus Agglomeraten einheitlicher Masse bestehen. Da die Masse  $m$  der Agglomerate nicht bekannt ist, läßt sich aus der Geschwindigkeitsverteilung, neben der Geschwindigkeit  $w_e$ , nur der Quotient  $T_e/m$  ableiten. Damit ist zwar keine Aussage über die äußere Temperatur  $T_e$  der Agglomerate möglich, doch kann

eine formelle Mach-Zahl nach der Beziehung

$$M = w_e (m / \kappa k T_e)^{1/2} \quad (1)$$

definiert werden ( $\kappa$  = Adiabatenexponent)<sup>9</sup>.

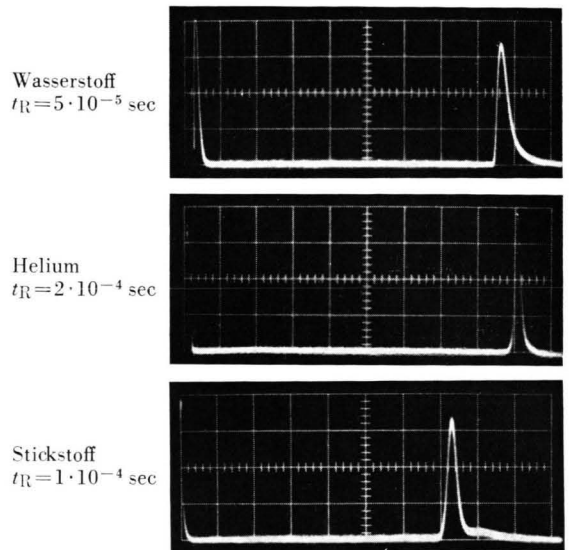


Abb. 3. Nach der Laufzeitmethode aufgenommene Oszillogramme von kondensierten Wasserstoff-, Helium- und Stickstoffstrahlen bei einem Einlaßdruck von etwa 700 Torr und Düsenkühlung mit flüssigem Wasserstoff, flüssigem Helium bzw. flüssigem Stickstoff. Die der Breite eines Rasterfeldes entsprechende Zeit  $t_R$  ist neben den Oszillogrammen angegeben.

In Abb. 4 ist die Halbwertsbreite  $\Delta t$  der Ionenstromverteilung von kondensierten Wasserstoffstrahlen in Abhängigkeit von der Umdrehungszeit  $t_s$  der Unterbrecherscheibe aufgetragen. Ein ähnliches Ergebnis zeigen Messungen mit kondensierten Stickstoffstrahlen. Die Laufzeitanalysen der kondensierten Wasserstoff- und Stickstoffstrahlen wurden bei einer Umdrehungszeit von  $t_s \approx 7 \cdot 10^{-3}$  sec durchgeführt. Unter diesen Bedingungen ist gemäß Abb. 4 das Auflösungsvermögen der Laufzeitapparatur für eine Bestimmung der Halbwertsbreite ausreichend<sup>10</sup>.

<sup>6</sup> Der engste Durchmesser der Düse wurde damit wesentlich kleiner als bei den früheren Experimenten gewählt (0,5 bzw. 0,3 mm), um bei den Versuchen mit flüssigem Helium den Gasdurchsatz bei den gewünschten Einlaßdrücken auf einem erträglichen Wert zu halten.

<sup>7</sup> E. W. BECKER u. K. BIER, Z. Naturforsch. **9a**, 975 [1954].

<sup>8</sup> O. HAGENA u. W. HENKES, Z. Naturforsch. **15a**, 851 [1960].

<sup>9</sup> Um einen einfachen Anschluß an die Ergebnisse mit nicht-kondensierten Strahlen zu gewinnen, wurden als Adiabatenexponenten der Agglomerate die der entsprechenden Einzelteilchen eingesetzt. Die Diskussion der Ergebnisse wird durch diese Tatsache kaum beeinflusst, da sich die Mach-Zahl durch Wahl der verschiedenen überhaupt mög-

lichen Adiabatenexponenten (1,67–1,00) maximal um etwa 25% verändert.

<sup>10</sup> Das Verhältnis aus dem Laufweg  $L$  zwischen Unterbrecherscheibe und Ionisationsdetektor und der Länge  $l$  der Ionisierungszone im Detektor beträgt etwa 300. Dagegen rechnet man für das Auflösungsvermögen  $A^*$  auf Grund der endlichen Umdrehungszeit der Unterbrecherscheibe [vgl. <sup>3</sup>, Gl. (6)] bei  $t_s = 7 \cdot 10^{-3}$  sec und den kondensierten Strahlen mit maximaler Mach-Zahl die Werte  $A^* \approx 170$  für Wasserstoff und  $A^* \approx 290$  für Stickstoff als Strahlgas. Das Verhältnis  $L/l$  ist also so groß gewählt worden, daß auch kein wesentlicher Einfluß dieser Größe auf die Messung der Halbwertsbreite  $\Delta t$  der Ionenstromverteilung vorliegen kann.

Um bei den kondensierten Heliumstrahlen eine für die Auswertung der Oszillogramme ausreichende Intensität zu erhalten, wurde bei einer größeren Umdrehungszeit der Unterbrecherscheibe gemessen, so daß in diesem Fall die im folgenden angegebenen MACH-Zahlen nur eine untere Grenze bilden.

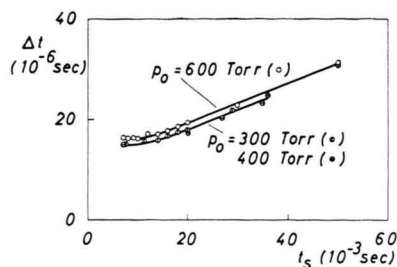


Abb. 4. Die gemessene Halbwertsbreite  $\Delta t$  der Ionenstromverteilung für kondensierte Wasserstoffstrahlen in Abhängigkeit von der Umdrehungszeit  $t_s$  der Unterbrecherscheibe bei der Düsentemperatur  $20,4^\circ K$  und den Einlaßdrücken  $p_0 = 300, 400$  und  $600$  Torr. Der Durchmesser der Unterbrecherscheibe betrug  $348$  mm, die Breite der beiden Schlitze je  $0,4$  mm.

In Abb. 5 sind die Geschwindigkeit  $w_e$ , die MACH-Zahl  $M$  und die in  $44$  mm Entfernung von der Kollimatorblende gemessene Intensität  $j$  der kondensierten Wasserstoff- und Stickstoffstrahlen in Abhängigkeit vom Einlaßdruck  $p_0$  dargestellt.

Beim Helium war eine genaue Bestimmung der Einlaßdruckabhängigkeit wegen der verhältnismäßig hohen Verdampfungsrate des Kühlmittels nicht möglich. Bei  $p_0 = 740$  Torr wurden für Helium die Werte  $w_e = 165$  m/sec,  $M \approx 80$  und  $j \approx 4 \cdot 10^{17}$  Atome/cm<sup>2</sup> · sec gemessen.

Aus Abb. 5 geht hervor, daß die MACH-Zahl der kondensierten Strahlen stark mit steigendem Einlaßdruck zunimmt, was im wesentlichen auf der Massenzunahme der Agglomerate beruhen dürfte. Beim Wasserstoff und Stickstoff werden maximale MACH-Zahlen von etwa 60 gemessen. Die Wiederabnahme der MACH-Zahl beim kondensierten Wasserstoffstrahl oberhalb 400 Torr Einlaßdruck scheint nicht reell zu sein. Noch im Gang befindliche Untersuchungen sprechen dafür, daß bei hohen Einlaßdrücken eine Verzerrung des Oszillogramms durch Raumladungseffekte und Strahlreflexionen im Ionisationsdetektor eintreten kann.

Beim Wasserstoff nimmt die Strahlintensität im Bereich von 60 bis 750 Torr um etwa 3 Größenordnungen zu. Die maximale Stromdichte des kondensierten Wasserstoffstrahls liegt mit  $6 \cdot 10^{18}$  Moleküle pro cm<sup>2</sup> · sec um etwa eine Größenordnung höher als

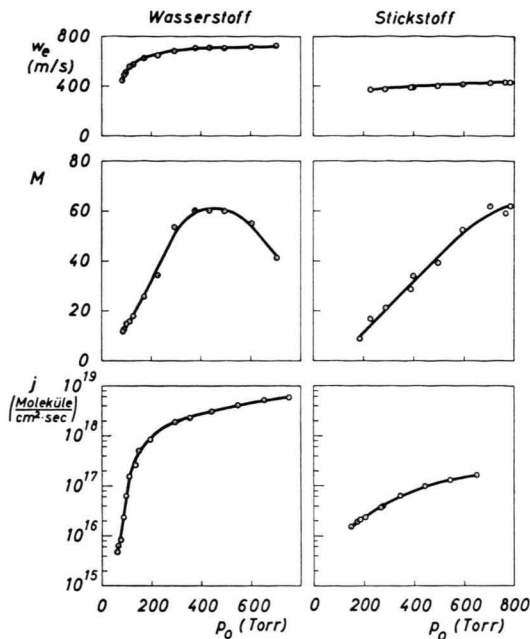


Abb. 5. Die Strahlgeschwindigkeit  $w_e$ , die MACH-Zahl  $M$  und die in  $44$  mm Entfernung vom Kollimator erzielte Molekülstromdichte  $j$  der kondensierten Wasserstoff- und Stickstoffstrahlen in Abhängigkeit vom Einlaßdruck  $p_0$ . Als Düsensühlmittel wurde flüssiger Wasserstoff bzw. flüssiger Stickstoff benutzt.

die maximale Stromdichte eines bei Zimmertemperatur mit demselben Düsen-system erzeugten nicht-kondensierten Strahls.

### Strahlprofile von kondensierten und nicht-kondensierten Wasserstoffstrahlen

Mit dem senkrecht zur Strahlachse beweglichen Staurohr wurde das Strahlprofil ausgemessen. Abb. 6 zeigt das Meßergebnis für einen kondensierten und einen nicht-kondensierten Wasserstoffstrahl in  $44$  mm Entfernung von der Öffnung der Kollimatorblende. Im Gegensatz zu dem nicht-kondensierten Molekularstrahl ergibt die Messung beim kondensierten Strahl unter Berücksichtigung des endlichen Durchmessers des Staurohres ein nahezu rechteckiges Profil. In  $309$  mm Entfernung vom Kollimator, wo der mittlere Durchmesser des Strahles gemäß dem normalen Auseinanderlaufen mit der Entfernung etwa 6-mal so groß wie in dem kurzen Abstand ist, wird eine erst doppelt so breite Flanke gemessen<sup>11</sup>.

<sup>11</sup> Bei nicht-kondensierten Strahlen lassen sich ähnlich steile Flanken nur bei wesentlich kleineren Molekülstromdichten erreichen.



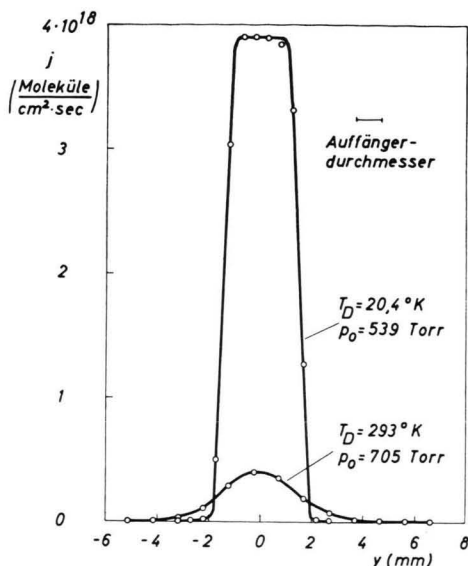


Abb. 6. Die Molekülstromdichte  $j$  von Wasserstoffstrahlen in Abhängigkeit von der Koordinate  $y$  des Auffängers senkrecht zur Strahlachse in 44 mm Entfernung vom Kollimator für die Düsentemperaturen  $T_D = 293^\circ\text{K}$  und  $T_D = 20,4^\circ\text{K}$ . Der Einlaßdruck betrug 705 Torr bzw. 539 Torr.

### Streuung kondensierter und nicht-kondensierter Strahlen am Untergrundgas

Durch Streuung am Untergrundgas sollte die auf Grund der größeren Masse der Agglomerate zu erwartende größere Persistenz der kondensierten Strahlen gegenüber den nicht-kondensierten demonstriert werden.

In Abb. 7 sind die Molekülstromdichten von Stickstoffstrahlen für die Düsentemperatur  $T_D = 293^\circ\text{K}$  und  $78^\circ\text{K}$  in Abhängigkeit vom Einlaßdruck  $p_0$  mit den Kammerdrücken

$$p_K \leq 5 \cdot 10^{-6} \text{ Torr} \quad \text{und} \quad p_K = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ Torr}$$

als Parameter dargestellt<sup>12</sup>.

Für den bei  $T_D = 293^\circ\text{K}$  erzeugten Strahl hat die im unteren Teil der Abb. 7 aufgetragene relative Intensitätsabnahme durch Erhöhung des Untergrundgasdruckes den nahezu konstanten Wert von etwa 0,4. Dagegen ändert sich die relative Intensitätsabnahme bei  $T_D = 78^\circ\text{K}$  von 0,74 bei kleinen Einlaßdrücken auf etwa 0,07 bei den höchsten untersuchten Einlaßdrücken. Der Einlaßdruck, bei dem der starke Abfall der relativen Intensitätsabnahme

erfolgt, stimmt innerhalb der Fehlergrenze mit dem Einlaßdruck überein, bei dem in der Laufzeitverteilung der zweite, den kondensierten Bereichen zugeordnete Peak auftritt<sup>13</sup>.

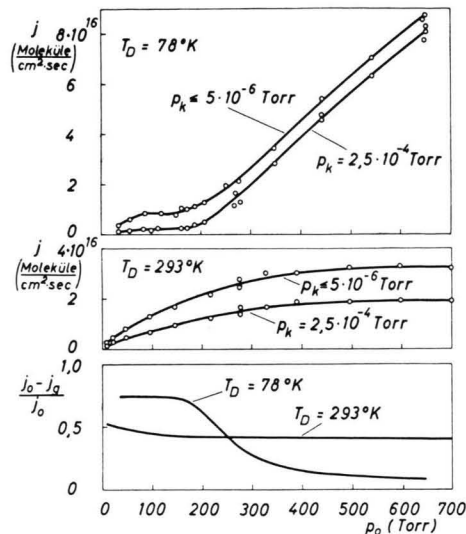


Abb. 7. Die Molekülstromdichte  $j$  von Stickstoffstrahlen in Abhängigkeit vom Einlaßdruck  $p_0$ , dem Kammerdruck  $p_K$  und der Düsentemperatur  $T_D$  und der aus diesen Messungen berechnete Quotient  $(j_0 - j_g)/j_0$ , wobei  $j_0$  die bei Hochvakuum in der Untersuchungskammer gemessene und  $j_g$  die bei erhöhtem Kammerdruck erzielte Stromdichte ist. Der Abstand zwischen Auffänger und Kollimatoröffnung betrug 60 mm.

### Zusatz nicht-kondensierender Gase

Bei einer Steigerung des Einlaßdruckes auf Werte über 1 Ata ist unter den angewendeten Versuchsbedingungen mit einer Verflüssigung des Strahlengases in der Düsenzuleitung zu rechnen. Es zeigte sich, daß durch Anwendung von Überdruck ein weiterer, besonders steiler Intensitätsanstieg erreicht werden kann<sup>2</sup>. Die Strahlintensität schwankt dabei jedoch beträchtlich.

Eine weitere Steigerung der Strahlintensität ist dagegen unter stationären Bedingungen möglich, wenn dem kondensierenden Gas ein nicht-kondensierendes Gas beigemischt wird, das sich am Abtransport der Kondensationswärme beteiligt. Abb. 8 a zeigt den Effekt bei einem  $\text{H}_2/\text{He}$ -Gemisch. Demnach läßt sich die Intensität eines kondensierten Wasserstoffstrahls bei einem Einlaßdruck des Wasserstoffs

<sup>12</sup> Der erhöhte Kammerdruck wurde durch Drosseln der Saugleistung der Diffusionspumpe hergestellt.

<sup>13</sup> Vgl. dazu Fig. 4 a–c der in Anm. <sup>1</sup> zitierten Arbeit.

von 1 Ata durch einen Zusatz von etwa 300% He mehr als verdoppeln, obwohl der Wasserstoffdurchsatz durch die Düse durch den Heliumzusatz wegen der Erhöhung des mittleren Molekulargewichtes *herabgesetzt* wird.

Abb. 8 b zeigt den entsprechenden Effekt bei einem N<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>-Gemisch, bei dem der Durchsatz des kondensierenden Gases durch das Zusatzgas *vergrößert* wird. Erwartungsgemäß ergibt sich ein wesentlich größerer Effekt: bei einem Einlaßdruck des Stickstoffs von 1 Ata wird die Intensität des kondensierten Stickstoffstrahls durch einen Zusatz von 400% H<sub>2</sub> etwa um einen Faktor 30 erhöht<sup>14</sup>.

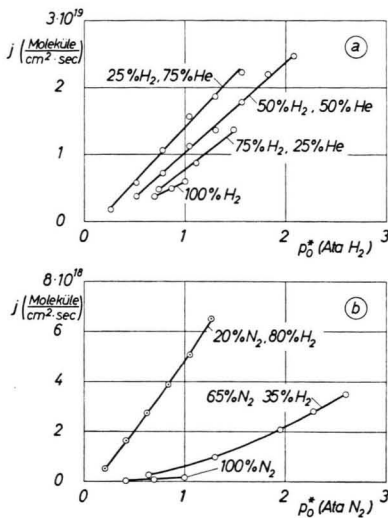


Abb. 8. Die mit verschiedenen Gasmischen erzielte Molekülstromdichte  $j$  in Abhängigkeit vom partiellen Einlaßdruck  $p_0^*$  der kondensierenden Komponente. Die Entfernung zwischen dem Auffänger und der Kollimatorblende betrug 44 mm. Düsenkühlung: a) flüss. Wasserstoff, b) flüss. Stickstoff, jeweils unter Atmosphärendruck.

Die Abbildungen 8 a und 8 b geben Strahlintensitäten auch noch für Einlaßdrucke der kondensierenden Komponente über 1 Ata an. Unter diesen Bedingungen hatten sich für die reinen Gase die starken Schwankungen der Strahlintensität gezeigt (s. oben). Die in Abb. 8 a und b eingetragenen Meßpunkte wurden jedoch alle unter praktisch stationären Bedingungen gewonnen. Daraus kann geschlossen werden, daß im angegebenen Bereich durch das

Zusatzgas die störende Ansammlung von Flüssigkeit in der Düsenzuleitung verhindert wird.

Die in Abb. 8 a und b angegebenen Strahlintensitäten wurden mit Staurohr und Membranmikromanometer gemessen (s. oben). Bei der Diskussion der Ergebnisse wurde vorausgesetzt, daß die Strahlen auch dann praktisch nur aus der kondensierenden Komponente bestehen, wenn im Ausgangsgemisch die nicht-kondensierende Komponente überwiegt. Das weitgehende Ausscheiden der nicht-kondensierenden Komponente wurde durch Absaugen des Strahls mit einer Quecksilberdiffusionspumpe und massenspektrometrische Analyse des auf der Vorvakuumseite der Pumpe aufgefangenen Gases nachgewiesen. Abb. 9 a zeigt, daß der mit einem Gemisch aus 25% H<sub>2</sub> und 75% He erzeugte kondensierte Wasserstoffstrahl beispielsweise nur etwa 1,6% He enthält. Bei geringerem He-Gehalt des Ausgangsgases ist auch der He-Molenbruch im Strahl geringer. Ähnliche Verhältnisse ergeben sich nach Abb. 9 b bei den Gemischen aus N<sub>2</sub> und H<sub>2</sub> (s. Anm. <sup>15</sup>).

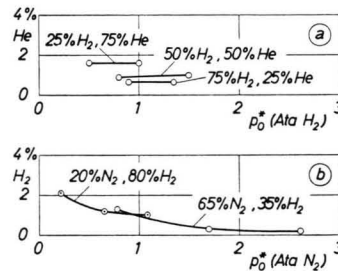


Abb. 9. Der Anteil an nicht-kondensierender Komponente im Strahlgas in Abhängigkeit vom partiellen Einlaßdruck  $p_0^*$  der kondensierenden Komponente. Versuchsbedingungen wie in Abb. 8.

Gemisch	Düsenkühlung	max. Anreicherungsfaktor $\beta$
65% N <sub>2</sub> , 35% H <sub>2</sub>	flüss. N <sub>2</sub>	269
20% N <sub>2</sub> , 80% H <sub>2</sub>	flüss. N <sub>2</sub>	396
75% H <sub>2</sub> , 25% He	flüss. H <sub>2</sub>	55
50% H <sub>2</sub> , 50% He	flüss. H <sub>2</sub>	99
25% H <sub>2</sub> , 75% He	flüss. H <sub>2</sub>	184

Tab. 1. Die aus Abb. 9 folgenden Maximalwerte des Anreicherungs-faktors  $\beta$  für verschiedene H<sub>2</sub>/He- und N<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>-Gemische. Wegen der Versuchsbedingungen vgl. Abb. 8.

<sup>14</sup> Die stärkere Wirkung des Zusatzgases beim N<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>-Gemisch dürfte z. Tl. auch darauf beruhen, daß das Zusatzgas bei diesem Gemisch eine größere Stoßfrequenz hat als das zu kondensierende Gas, während die Verhältnisse beim H<sub>2</sub>/He-Gemisch umgekehrt liegen. Daneben dürfte auch die Än-

derung des effektiven Adiabatenexponenten durch das Zusatzgas eine Rolle spielen.

<sup>15</sup> Die Trennung der schweren Agglomerate von dem verhältnismäßig leichten Zusatzgas dürfte nach einem ähnlichen Mechanismus wie beim Trenndüsenverfahren<sup>5</sup> vor sich gehen. Vgl. dazu auch Anm. <sup>3</sup>.

In Tab. 1 sind die aus Abb. 9 folgenden Maximalwerte des Anreicherungsfaktors

$$\beta = [n_S(1 - n_0)] / [n_0(1 - n_S)] \quad (2)$$

für die untersuchten Gemische zusammengestellt. ( $n_S$  und  $n_0$  sind die Molenbrüche der kondensierenden Komponente im Strahl- bzw. Ausgangsgas.) Man erkennt eine deutliche Steigerung des Anreicherungsfaktors mit zunehmendem Gehalt an nicht-kondensierender Komponente.

### Isotopentrennung bei der Erzeugung kondensierter Strahlen

Für die Anwendung kondensierter Molekularstrahlen bei Kernfusionsexperimenten interessierte die Frage, ob bei Deuterium-Tritium-Gemischen mit einer merklichen Anreicherung des schweren Isotops im kondensierten Strahl zu rechnen ist<sup>2</sup>. Um eine Verseuchung der Apparatur mit dem radioaktiven Tritium zu vermeiden, wurde der Effekt der

Isotopentrennung an einem Gemisch aus 0,2% D<sub>2</sub> und 99,8% H<sub>2</sub> studiert.

Abb. 10 zeigt das Ergebnis. Demnach liegt der mit den Molenbrüchen  $n_S$  und  $n_0$  des schweren Isotops im Strahl bzw. Ausgangsgas gebildete Anreicherungsfaktor  $\beta$  [s. Gl. (2)] im untersuchten Bereich des Einlaßdruckes zwischen 3,6 und 2,7.

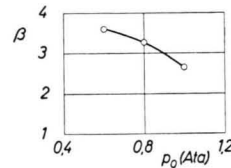


Abb. 10. Der Anreicherungsfaktor  $\beta$  für ein Ausgangsgemisch aus 99,8% H<sub>2</sub> und 0,2% D<sub>2</sub> in Abhängigkeit vom Einlaßdruck  $p_0$ . Versuchsbedingungen wie in Abb. 8 a.

Bei einem Tritium/Deuterium-Gemisch ist entsprechend dem kleineren Massenverhältnis ein kleinerer Anreicherungsfaktor zu erwarten. Der Effekt dürfte dennoch von praktischem Interesse sein.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für eine Sachbeihilfe. Herrn Dr. K. BIER danken wir für wertvolle Diskussionen.

## NOTIZEN

### Relatives Verhalten der Wirkungsquerschnitte für inelastische Elektronen zur inelastischen Positronenstreuung am Atomkern

Von RUDOLF RODENBERG

Institut für Theoretische Physik der Universität Tübingen \*  
(Z. Naturforsch. 17 a, 438—439 [1962]; eingegangen am 22. März 1962)

In früheren Arbeiten<sup>1-3</sup> (I. II. III.) wurden die totalen bzw. differentiellen Wirkungsquerschnitte für inelastische Elektronen- und Positronenstreuung am Atomkern abgeleitet.

Es soll hier die Energie- und Z-Abhängigkeit und der Einfluß des endlichen ausgedehnten Kerns bei Berücksichtigung der Positronenvernichtung mit Hüllenelektronen angegeben werden von folgenden Größen  $\Delta$  und  $\tilde{\Delta}$  für inelastische Prozesse am Atomkern

$$\Delta = \frac{\sigma_{e^-, \mathcal{N}} - \sigma_{e, \mathcal{N}}}{\sigma_{e^-, \mathcal{N}} + \sigma_{e, \mathcal{N}}}, \quad (1)$$

$$\tilde{\Delta} = \frac{(\mathrm{d}\sigma_{e^-, \mathcal{N}}/\mathrm{d}\Omega) - (\mathrm{d}\sigma_{e, \mathcal{N}}/\mathrm{d}\Omega)}{(\mathrm{d}\sigma_{e^-, \mathcal{N}}/\mathrm{d}\Omega) + (\mathrm{d}\sigma_{e, \mathcal{N}}/\mathrm{d}\Omega)}.$$

Für elastische Prozesse haben DRELL und PRATT<sup>4</sup> diese Größe berechnet und

$$\Delta = (Z \alpha / k) G(q^2) \quad (2)$$

erhalten ( $Z$ : Kernladungszahl,  $k$ : Elektronen- bzw. Positronenenergie,  $q^2$ : Viererimpulsübertragung).  $G$  ist eine Funktion, die nur von der Kernladungsverteilung abhängt und für Punktladungen gleich  $q^2$  ist. Die  $1/k$ -Abhängigkeit zeigt, daß die Differenz zwischen elastischer Positronen- und Elektronenstreuung wächst mit fallender Energie. Nach<sup>1-3</sup> ist

$$\Delta = \tilde{\Delta}. \quad (3)$$

Zur Berechnung von  $\Delta$  benutzen wir die Resultate aus<sup>1</sup> und<sup>3</sup> zu

$$\sigma_{e, \mathcal{N}} = A \delta(Z) |{}_2F_1(1 + i n_1^-, -i n_2^-; 1; z)|^2 \quad (4)$$

und

$$\sigma_{e^-, \mathcal{N}} = \bar{A} \delta(Z) |{}_2F_1(1 - i n_1^+, i n_2^+; 1; z)|^2$$

mit

$$A = R_{B.N.}^L(E_1, W) R_K(E_1, Z, \vartheta, W), \quad (5)$$

$$\bar{A} = R_{B.N.}^L(E_1^+, W^+) R_K(E_1^+, Z, \vartheta, W^+).$$

Sieht man von der Vernichtung der Positronen mit Hüllenelektronen ab, so ist außer der Invarianz der BORN-

\* Ab 1. 5. 1962: Frankfurt, Institut für Theoretische Physik.

<sup>1</sup> R. RODENBERG, Z. Phys. 158, 44 [1960].

<sup>2</sup> R. RODENBERG, Z. Phys. 162, 347 [1960].

<sup>3</sup> R. RODENBERG, Z. Phys. 166, 439 [1962].

<sup>4</sup> S. D. DRELL u. R. H. PRATT, Phys. Rev. 125, 1394 [1962].  
(Priv. Mitt. von Prof. W. C. BARBER, Stanford, Calif.)