

# Stromverteilung und Materiemitführung bei der Hohlpincherzeugung mit kondensierten Stickstoff-Molekularstrahlen

E. W. BECKER, R. KLINGELHÖFER und J. WÜST

Institut für Kernverfahrenstechnik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe

(Z. Naturforsch. 27 a, 1406–1409 [1972]; eingegangen am 5. Juli 1972)

## Current Distribution and Mass Pickup during a Hollow Dynamic Pinch Discharge in Condensed Molecular Beams of Nitrogen

The current distribution during a z-pinch discharge in a hollow cylindrical beam of nitrogen clusters is determined by magnetic probe measurements. After breakdown a current sheath arises within the ring-shaped cross section of the cluster beam. During the discharge the sheath is accelerated radially inward towards the axis. Simultaneously the radial collapse of a hollow luminosity pattern is observed by image converter photographs. The arrival of the current sheath at the axis coincides with the rapid development of a luminous core in the photographs. The radius-time curve of the sheath is calculated with the measured density of the electrodynamic forces neglecting pressure terms. Comparison of the observed and the calculated radius-time curves seems to indicate that most of the injected mass of the cluster beam is swept inward by the pinch discharge.

In einer früheren Arbeit<sup>1</sup> wurde gezeigt, daß sich mit kondensierten Stickstoff-Molekularstrahlen (Clusterstrahlen) hohlzylinderförmige Materieschichten im Hochvakuum aufbauen lassen, die durch elektrische Entladungen in entsprechende Plasmakonfigurationen umgewandelt werden können. Aus Bildwandlernaufnahmen ging hervor, daß ein leuchtender Hohlzylinder in etwa  $10^{-6}$  s gleichmäßig zu einem Vollzylinder kollabiert.

Bei den erwähnten Versuchen, die im Zusammenhang mit Arbeiten zur Kernfusion<sup>2</sup> durchgeführt wurden, blieb die Frage offen, welche räumliche Verteilung der Entladungsstrom während der Entladung hat, und welcher Bruchteil der mit dem Clusterstrahl injizierten Materie von dem Pinchvorgang erfaßt wird. In der vorliegenden Arbeit wird über entsprechende Untersuchungen berichtet.

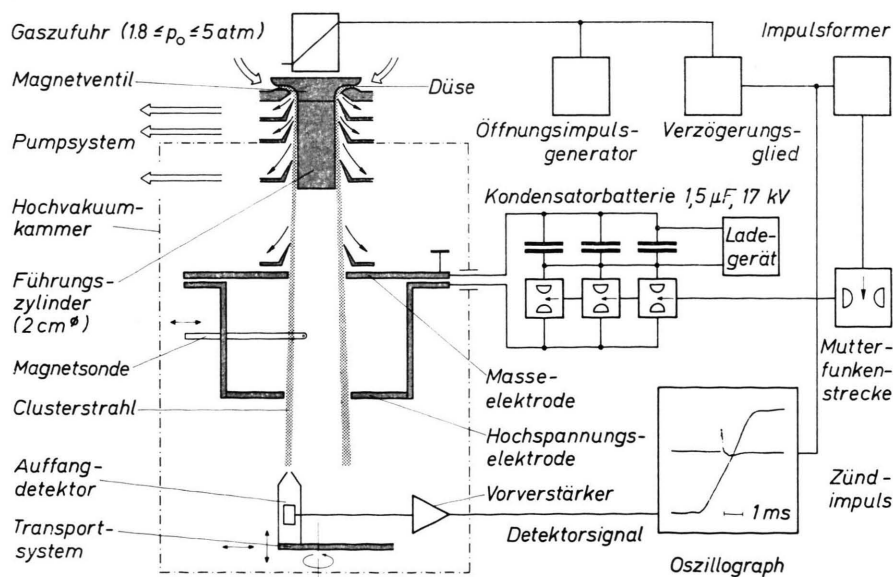


Abb. 1. Versuchsanordnung zur Zündung elektrischer Entladungen längs hohlzylinderförmiger  $N_2$ -Clusterstrahlen.

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. E. W. BECKER, Institut für Kernverfahrenstechnik der Universität (T. H.) Karlsruhe, D-7500 Karlsruhe, Postfach 3640.



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.

### Versuchsanordnung

Die Versuchsanordnung ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. In einem mit flüssigem Stickstoff unter Atmosphärendruck gefüllten Kryostaten wird das Strahlgas gekühlt und einer am Kryostatenboden angebrachten, durch einen Elektromagneten impulsweise geöffneten Laval-Ringdüse zugeführt, in der der Strahl während der Expansion um  $90^\circ$  umgelenkt wird<sup>1</sup>. Der dem engsten Düsenspalt entsprechende Ventilhub beträgt 0,06 mm. Als Strahlgas wird ein Gemisch aus 80 Mol-% Wasserstoff und 20 Mol-% Stickstoff verwendet, mit dem sich wesentlich höhere Stickstoff-Clusterdichten als mit reinem Stickstoff erreichen lassen<sup>3</sup>. Das Strahlgas wird der Düse bei Einlaßdrücken bis zu 5 atm zugeführt. Durch einen Abschäler, drei Kollimatoren und einen inneren Führungszylinder wird der Clusterstrahl begrenzt und weitgehend vom nicht kondensierten Restgas abgetrennt.

Der Clusterstrahl wird in ein Elektrodenystem injiziert, das im Innern einer auf etwa  $10^{-5}$  Torr evakuierten Hochvakuumkammer aufgebaut ist. Er durchsetzt die Entladungszone durch etwa 5 cm weite Bohrungen in den 12 cm voneinander entfernten, kreisförmigen Aluminiumelektroden. Die Schaltfunkenstrecken der an das Elektrodenystem angeschlossenen Kondensatorbatterie werden gezündet, sobald ein Ionisationsdetektor anzeigt, daß der Kopf des Clusterstrahls das Elektrodenystem durchsetzt hat. Der zwischen den Elektroden fließende Entladungsstrom erreicht je nach Einlaßdruck Maximalwerte zwischen 50 und 60 kA bei einer Schwingungsdauer von etwa  $2 \mu\text{s}$ .

Als Magnetsonde wird eine etwa 1 mm große, quarz-isolierte Spule radial von außen in den Plasmabereich eingeführt.

### Experimentelle Ergebnisse

#### a) Radiale Verteilung der Molekeldichte im Clusterstrahl und der Entladungsstromdichte vor der Pinchbewegung

Abbildung 2 gibt eine typische radiale Verteilung der axialen Entladungsstromdichte vor Einsetzen der Pinchbewegung wieder. Die radiale Abhängigkeit der Entladungsstromdichte stimmt bei dem mit 1,8 atm Einlaßdruck erzeugten Clusterstrahl weitgehend mit der in Abb. 2 ebenfalls eingezeichneten, vor der Entladung gemessenen Molekeldichteverteilung der kondensierten Materie überein. Die geringfügige gegenseitige Versetzung der Maxima von Entladungsstromdichte und Molekeldichte ist durch den Höhenunterschied der Meßebenen in Verbindung mit der leichten Divergenz des Clusterstrahls (vgl. Abb. 1) bedingt.

Mit der Erhöhung des Einlaßdrucks von 1,8 atm auf 5,0 atm steigt die Molekeldichte der kondensier-

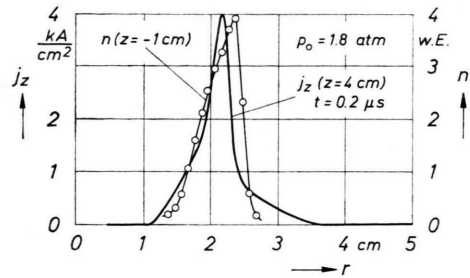


Abb. 2. Radiale Verteilung der Entladungsstromdichte  $j_z$  vor Einsetzen der Pinchbewegung (Meßebene  $z=4$  cm über der Hochspannungselektrode) und der Molekeldichte  $n$  des Clusterstrahls vor der Entladung ( $z=-1$  cm).  $n$  ist in willkürlichen Einheiten angegeben. Einlaßdruck  $p_0=1,8$  atm.

ten Materie  $n$  im Maximum der radialen Verteilung in der Meßebene  $z=4$  cm über der Hochspannungselektrode von  $2,3 \cdot 10^{15}$  auf  $2,3 \cdot 10^{16}$  Molekeln/cm<sup>3</sup>. Die kondensierte Gesamtmasse in der Entladungszone wächst dabei um den Faktor 18. Die Molekeldichten innerhalb und außerhalb des Ringgebietes aus kondensierter Materie liegen jeweils um etwa zwei Größenordnungen unter den angegebenen Dichten im Clusterstrahl.

Abbildung 3 zeigt, daß bei Erhöhung des Einlaßdruckes die Breite des stromdurchflossenen Gebietes deutlich kleiner als die Breite des von Clustern erfüllten Gebietes wird. Der Entladungsstrom fließt bei höheren Einlaßdrücken bevorzugt am äußeren Rand des Clusterstrahls.

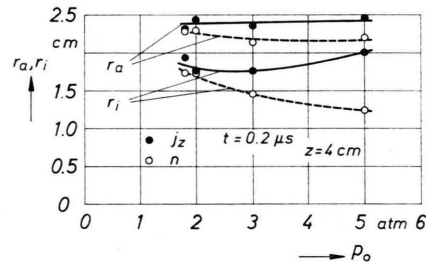


Abb. 3. Abhängigkeit der Halbwertskoordinaten der Innen- ( $r_i$ ) und der Außenflanke ( $r_a$ ) der radialen Verteilungen der Entladungsstromdichte  $j_z$  vor Einsetzen der Pinchbewegung und der Molekeldichte  $n$  des Clusterstrahls vor der Entladung vom Einlaßdruck  $p_0$ .

#### b) Entladungsstromdichte und Leuchterscheinung während der Pinchbewegung

Abbildung 4 gibt den radialen Verlauf der Entladungsstromdichte während der Pinchbewegung wieder. Die Stromdichteverteilungen sind Schnitte durch eine weitgehend rotationssymmetrische Verteilung des Stromes um die Zylinderachse bei  $r=0$ .

Es zeigt sich, daß der im Ringgebiet der kondensierten Materie entstandene stromführende Plasmahohlzylinder zur Zylinderachse kollabiert. In seinem Innern fließt auch während der Pinchbewegung kein Strom und befindet sich daher auch kein Magnetfeld.

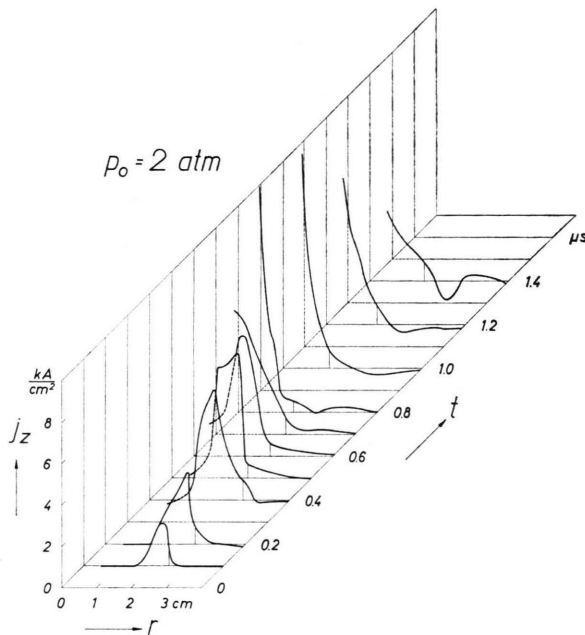


Abb. 4. Abhängigkeit der Entladungsstromdichte  $j_z$  von der Radialkoordinate  $r$  und der Zeit  $t$  in der Entladung längs eines hohlzylinderförmigen  $N_2$ -Clusterstrahls.

Abbildung 5 gibt eine unter gleichen Entladungsbedingungen mit einer Bildwandlerkamera<sup>4</sup> gewonnene Streak-Aufnahme der Leuchterscheinung wieder. Ein Vergleich der Abbildungen ergibt, daß zu dem Zeitpunkt, in dem die kollabierende Stromdichteverteilung die Zylinderachse gerade erreicht, ein intensiv leuchtender Plasmakern entsteht. Gleichzeitig steigt die Stromdichte in der achsennahen Zone steil an<sup>5</sup>.

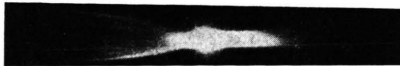


Abb. 5. Streak-Aufnahme der kollabierenden Leuchterscheinung senkrecht zur Zylinderachse. Einlaßdruck  $p_0 = 2$  atm.

Dieser Zusammenhang gilt, wie Abb. 6 zeigt, in dem gesamten untersuchten Einlaßdruckbereich. Aus Abb. 6 geht weiter hervor, daß die Kollabierzeit gleichmäßig mit dem Einlaßdruck, d. h. mit der in die Entladungszone injizierten Materiemenge, ansteigt.

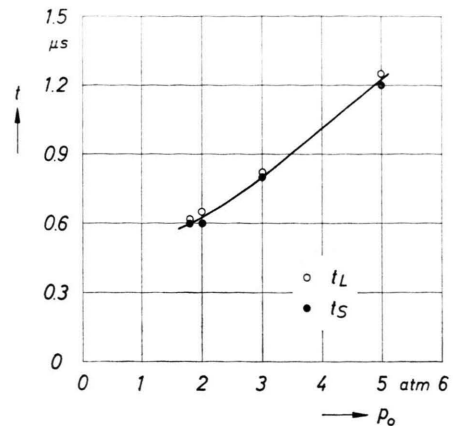


Abb. 6. Abhängigkeit des den Magnetsondenmessungen entnommenen Zeitpunktes  $t_S$ , zu dem die kollabierende radiale Stromdichteverteilung die Zylinderachse gerade erreicht, von dem Einlaßdruck  $p_0$ . Zum Vergleich ist jeweils der den Streak-Aufnahmen entnommene Zeitpunkt  $t_L$  eingezeichnet, zu dem der intensiv leuchtende Plasmakern entsteht.

### c) Überlegungen zur Größe des bei der Pinchbewegung mitgeführten Materieanteils

Mit dem aus den Magnetsondenmessungen bestimmten Lorentz-Kraftfeld läßt sich die Zeitabhängigkeit des Radius des kollabierenden Plasmahohlzylinders berechnen, wenn die mitgeführte Masse bekannt ist. Da die Zeitabhängigkeit des Radius aus den Bildwandlernaufnahmen bzw. Stromdichteverteilungen entnommen werden kann, liefert ein Vergleich zwischen Theorie und Experiment Aussagen über den bei der Pinchbewegung mitgeführten Materieanteil.

Wegen der sehr geringen Materiedichte im Innern des hohlzylinderförmigen Clusterstrahls kollabiert der Plasmahohlzylinder praktisch ohne gaskinetischen Gegendruck. Wenn man weiter annimmt, daß auch die Druckkräfte innerhalb der Plasmaschicht gegenüber den Lorentz-Kräften vernachlässigt werden können<sup>6</sup>, gilt in der magnetohydrodynamischen Näherung für die Zeitabhängigkeit der Koordinate  $r_P$  des radialen Schwerpunktes der beim Kollaps mitgeführten Massenverteilung

$$\frac{M_N}{2\pi} \cdot \frac{d^2 r_P}{dt^2} = - \int_{r_u}^{r_a} j_z B_\theta r dr$$

[ $M_N$ : Masse pro Längeneinheit des Plasmahohlzylinders;  $r_a$ ,  $r_u$ : obere bzw. untere Integrationsgrenze des Lorentz-Kraftfeldes, gegeben durch die Koordinaten, bei denen  $(j_z B_\theta)$  zu 0 wird].

In Abb. 7 ist die durch numerische Integration der Bewegungsgleichung unter Verwendung der experimentellen Werte von  $j_z(r, t)$  und  $B_\theta(r, t)$  mit der Gesamtmasse der Cluster berechnete Zeitabhängigkeit von  $r_P$  für zwei Einlaßdrücke aufgetragen. Daneben enthält die Abbildung die den Streak-Aufnahmen (vgl. Abb. 5) entnommenen Zeitabhängigkeiten des Radius  $r_L$  des Außenrandes der leuchtenden Materieschicht.

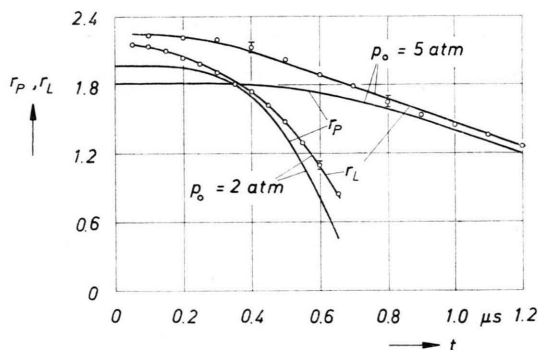


Abb. 7. Zeitabhängigkeiten der Radialkoordinaten des berechneten radialen Schwerpunktes der Plasmaschicht  $r_P$  und des gemessenen Außenrandes der leuchtenden Materieschicht  $r_L$  während der Pinchbewegung. Parameter der zwei Kurvenpaare ist der Einlaßdruck  $p_0$  des Clusterstrahls.

Nach einer für  $r_P$  und  $r_L$  insbesondere bei dem hohen Einlaßdruck verschiedenen Anlaufphase zeigen die experimentellen und theoretischen Kurven weitgehend ähnlichen Verlauf, wobei die Abweichung  $r_P < r_L$  qualitativ auf Grund der verschiedenen Definition beider Größen zu erwarten ist. Da die nach der Anlaufphase zu beobachtende gute Übereinstimmung durch Einsetzen der Gesamtmasse der Cluster in der Rechnung erzielt wurde, spricht das Ergebnis dafür, daß die mit dem Clusterstrahl injizierte Materie von dem Pinchvorgang weitgehend erfaßt wird.

## Diskussion der Ergebnisse

Aus den Meßergebnissen geht hervor, daß der Entladungsstrom vor der Pinchbewegung praktisch ausschließlich in dem mit Clustern erfüllten Ringgebiet fließt. Bei höheren Einlaßdrücken erfüllt er dieses Gebiet jedoch nicht ganz, sondern konzentriert sich zunächst auf den äußeren Strahlbereich. Die Bestimmung der radialen Leitfähigkeitsverteilung aus Strom-Spannungsmessungen ergibt, daß diese Einengung des stromführenden Bereichs nicht auf dem Skineffekt, sondern auf einer entsprechenden räumlichen Struktur der Leitfähigkeit beruht.

Eine Erklärung für diese Leitfähigkeitsstruktur bietet möglicherweise die unter ähnlichen Bedingungen an einem umgelenkten Bandstrahl beobachtete räumliche Verteilung der Clustermasse<sup>7</sup>. Danach ist zu erwarten, daß die mittlere Clustermasse auf der Außenseite eines hohlzylinderförmigen Clusterstrahls mit zunehmendem Radius stark abnimmt. Da die Zusammenlagerung der Molekeln zu Clustern die Durchbruchfeldstärke bei vorgegebener mittlerer Molekeldichte stark erhöht<sup>8</sup>, erscheint auch eine höhere elektrische Leitfähigkeit im Bereich kleiner Cluster plausibel.

Die Tatsache, daß der Strom während der Anlaufphase der Entladung bevorzugt im äußeren Strahlbereich fließt, kann als Hauptursache für die Diskrepanz an den Anfängen der in Abb. 7 dargestellten theoretischen und experimentellen Kurven bei hohem Einlaßdruck angesehen werden. Die Hauptmasse des Clusterstrahls wird demnach erst beim Kollaps der im äußeren Strahlbereich entstandenen, stromführenden Plasmazone von der Bewegung erfaßt.

Wir danken Frau E. KRÜGER und Herrn W. RUF für ihre Hilfe bei der Auswertung bzw. Durchführung der Experimente.

<sup>1</sup> E. W. BECKER, H. BURGHOF u. R. KLINGELHÖFER, Z. Naturforsch. **22a**, 589 [1967].

<sup>2</sup> R. G. A. FRANK u. R. KLINGELHÖFER, Z. Naturforsch. **24a**, 1632 [1969].

<sup>3</sup> E. W. BECKER, R. KLINGELHÖFER u. P. LOHSE, Z. Naturforsch. **17a**, 432 [1962].

<sup>4</sup> Bildwandlerkamera Typ „Space Technology Laboratories, Inc., Model 1 D“.

<sup>5</sup> Etwa zum Zeitpunkt  $t=1,0 \mu s$  durchläuft der oszillierende Strom im Kondensatorkreis den Wert 0. Der die achsennahe Zone durchsetzende Strom behält jedoch nach Abb. 4 seine Richtung bei. Weiter außen treten im Untergrundgas der Entladungszone deutliche negative Ströme auf. Zu diesem Zeitpunkt existiert also ein innerhalb der Entladungszone geschlossener Stromkreis.

<sup>6</sup> Eine Begründung für diese Annahme stützt sich auf die Abschätzung der Temperatur in der Plasmaschicht über die aus Strom-Spannungsmessungen bestimmte Leitfähigkeit. Die während des Pinchvorgangs errechneten Elektronentemperaturen in der Schicht betragen für die Clusterstrahlen des untersuchten Einlaßdruckbereichs nur wenige eV. Dagegen werden auf der Beschleunigungsstrecke gerichtete kinetische Energien bis etwa 200 eV/Stickstoffion erreicht. Da diese Energie mit steigendem Einlaßdruck fällt, ist die in dem Rechnungsansatz getroffene Näherung um so genauer, je kleiner der Einlaßdruck ist.

<sup>7</sup> E. W. BECKER, J. GSPANN u. K. KÖRTING, Z. Naturforsch. **27a**, 1410 [1972]; nachstehende Arbeit.

<sup>8</sup> E. W. BECKER u. R. KLINGELHÖFER, Plasma Physics (J. of Nucl. Energy, Part C), Vol. **8**, 413 [1966].