

Wechselwirkung eines kondensierten Stickstoffmolekularstrahls mit einem koaxialen Elektronenstrahl

E. W. BECKER, V. H. HOFFMANN und R. W. KESSLER

Institut für Kernverfahrenstechnik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe

(Z. Naturforsch. **24 a**, 1374—1378 [1969]; eingegangen am 7. Juni 1968)

Einem von einer Unterbrecherscheibe kurzzeitig freigegebenen kondensierten Stickstoffmolekularstrahl wird ein Elektronenstrahl koaxial entgegengeschickt. Es zeigt sich, daß der divergent aus der Kanone austretende Elektronenstrahl nach Erreichen des kondensierten Molekularstrahls zur Strahlachse hin umgelenkt und im Molekularstrahl gesammelt wird. Die von dem Elektronenstrahl im kondensierten Molekularstrahl hervorgerufene Ionisierung reicht aus, um eine elektrische Entladung im kondensierten Molekularstrahl zu zünden.

Vor einiger Zeit wurde über stromstarke elektrische Entladungen in kondensierten Molekularstrahlen berichtet^{1, 2, 3}. Die mit kondensierten Molekularstrahlen^{4, 5} im Hochvakuum erzeugten Plasmakonfigurationen sind vor allem für die Fusionsforschung von Interesse. Sie zeichnen sich durch räumlich scharfe Begrenzung und hohen Reinheitsgrad aus⁶.

In kondensierten Molekularstrahlen, die weitgehend frei von unkondensiertem Restgas sind, lassen sich auch mit relativ hohen Spannungen keine spontanen elektrischen Entladungen zünden. Bei den erwähnten Versuchen wurde die Entladung durch Elektronen eingeleitet, die aus einer den Strahl ringförmig umfassenden Wolframkathode in den Strahl injiziert wurden. Die Kathode ist bei diesem Verfahren im Raum zwischen dem Strahlerzeugungssystem und der mit einem Loch für den Strahldurchtritt versehenen ersten Elektrode des Entladungsfeldes angebracht. Die Elektronen werden im Entladungsfeld beschleunigt, wobei der Durchgriff des Entladungsfeldes durch das Elektrodenloch für das Absaugen der Elektronen aus dem Raumladungsbereich der Kathode maßgebend ist. Die Einleitung der Entladung erfolgt, bei angelegtem Entladungsfeld, durch Erhöhen des Potentials einer zwischen der Kathode und der ersten Elektrode des Entladungsfeldes angebrachten Sperrelektrode.

Sonderdruckanforderungen erbeten an Prof. Dr. E. W. BECKER, Institut für Kernverfahrenstechnik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe, D-7500 Karlsruhe, Postfach Kernreaktor.

¹ E. W. BECKER u. R. KLINGELHÖFER, Z. Naturforsch. **19a**, 813 [1964].

² E. W. BECKER u. R. KLINGELHÖFER, Plasma Phys. (J. Nucl. Energy, Part C) **8**, 413 [1966].

Bei manchen Anwendungen der kondensierten Molekularstrahlen in der Plasmaphysik besteht der Wunsch, das Entladungsfeld erst anzulegen, nachdem der kondensierte Molekularstrahl bereits eine gewisse elektrische Leitfähigkeit erreicht hat. In der vorliegenden Arbeit wird daher untersucht, ob die für die Einleitung der elektrischen Entladung erforderliche Vorionisierung des kondensierten Molekularstrahls auch mit einem hochenergetischen Elektronenstrahl erreicht werden kann, der dem kondensierten Molekularstrahl aus einer Elektronenkanone koaxial entgegengeschickt wird. Dabei steht die räumliche Fokussierung des Elektronenstrahls durch den Aufbau einer positiven Raumladung im kondensierten Molekularstrahl im Vordergrund des Interesses.

Apparatur

In Abb. 1 ist die experimentelle Anordnung dargestellt. Der aus dem Strahlerzeugungssystem austretende kondensierte Molekularstrahl passiert die Bohrungen der Elektroden 4—1 und gelangt anschließend in die Elektronenkanone. Zur genauen Festlegung der Strahlfront ist im Raum zwischen dem Strahlerzeugungssystem und der Elektrode 4 eine Unterbrecherscheibe angebracht, die mit einer Umfangsgeschwindigkeit von 96 m/sec rotiert. Sie ist mit zwei gegenüberliegenden 6 cm breiten Schlitten versehen. Sobald der Molekularstrahl die Entfernung z_{MS} von der Unterbrecherscheibe zurückgelegt hat, wird ein Elektronenstrahlimpuls mit wählbarer Strahlenergie koaxial in den Molekularstrahl eingeschossen.

³ R. KLINGELHÖFER, Beitr. Plasmaphys., Heft 4, 253 [1966].

⁴ E. W. BECKER, K. BIER u. W. HENKES, Z. Phys. **146**, 333 (1956).

⁵ E. W. BECKER, R. KLINGELHÖFER u. P. LOHSE, Z. Naturforsch. **17a**, 432 (1962).

⁶ R. KLINGELHÖFER, H. RÖHL u. J. WÜST, Z. Naturforsch. **21a**, 1967 [1966].



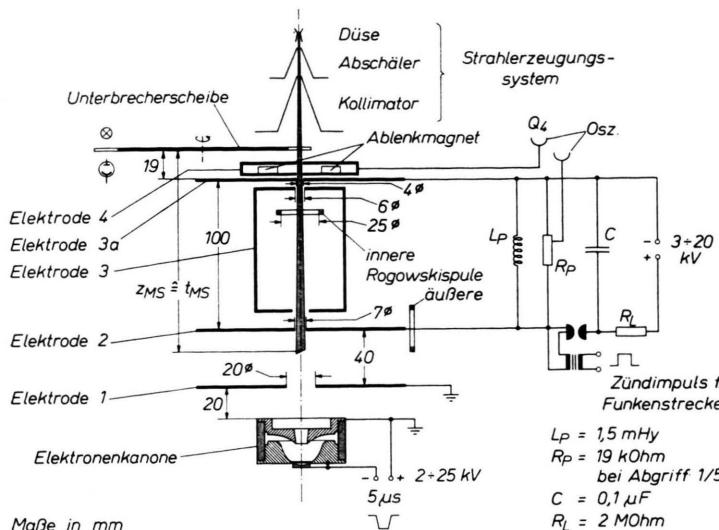


Abb. 1. Experimentelle Anordnung.

Zur Einleitung der elektrischen Entladung kann der positive Pol des niederinduktiven Kondensators C über eine Funkenstrecke mit einstellbarer Verzögerungszeit an die Elektrode 2 gelegt werden. Der andere Pol ist mit der zwischen den Elektroden 4 und 3 angebrachten geerdeten Elektrode 3a verbunden. Die Induktivität L_P verhindert den Aufbau einer Potentialdifferenz zwischen den Elektroden durch den Elektronenstrahl vor dem Anlegen des Hochspannungsfeldes.

Das Molekularstrahlerzeugungssystem besteht aus einer kegeligen Laval-Düse (engster Querschnitt 0,25 mm \varnothing , weitester Querschnitt 1,03 mm \varnothing , halber Kegelwinkel 5,5 Grad), einem Abschäler (1,04 mm \varnothing) und einem Kollimator (0,96 mm \varnothing). Die Abschälermündung ist 5,1 mm, die Kollimatormündung 23,3 mm vom Düsenende entfernt. Als Ausgangsgas wird ein Gemisch von 20 Mol.-% N₂ und 80 Mol.-% H₂ verwendet, aus dem ein praktisch H₂-freier kondensierter N₂-Molekularstrahl entsteht⁵. Die Düse wird mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Der Düsenlauf ist mit einem Schnellschlußventil⁷ versehen, das den Gaseinstrom und damit die Ausbildung des kondensierten Molekularstrahls zeitlich begrenzt. Die Düse wird über ein elektronisches Steuersystem von der Unterbrecherscheibe zum passenden Zeitpunkt für etwa 10 msec geöffnet. Durch die Begrenzung der Injektionszeit des Molekularstrahls kann der in der Vakuumkammer herrschende Druck wesentlich gesenkt werden.

Die Elektronenkanone besteht aus einer durch Elektronenstoß mit etwa 500 Watt geheizten massiven Tantal-Kathode, einer Pierce-Elektrode und einer mit einer konischen Bohrung von 20° Öffnungswinkel versehenen

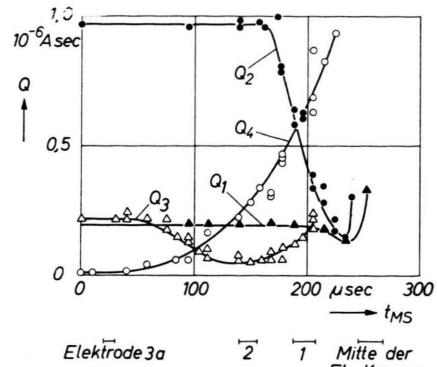


Abb. 2. Die während eines Elektronenstrahlimpulses von den Elektroden 1—4 aufgenommenen Ladungsmengen Q_1 — Q_4 als Funktion der Laufzeit t_{MS} der Molekularstrahlfront. Die unterhalb der Abszissenachse eingetragenen Striche geben die Zeiten an, nach denen die Molekularstrahlfront die Elektroden 3a—1 bzw. die Mitte der Elektronenkanone erreicht hat. Elektronenenergie 5 keV; Einlaßdruck $p_0 = 6,3$ ata.

Anode^{8,9}. Der engste Anodendurchmesser wurde mit 8 mm dem an dieser Stelle zu erwartenden Durchmesser des kondensierten Molekularstrahls angepaßt. Die impulsförmige Beschleunigungsspannung betrug bei den im folgenden beschriebenen Versuchen 5 bzw. 10 kV. Sie entsteht an der Sekundärseite eines Impulstransformators, dessen Primärseite über ein Wasserstoff-Thyatron mit einer aufgeladenen LC-Kette verbunden wird. Der durch die Anodenöffnung tretende Elektronenstrom beträgt bei 10 kV etwa 1 A und bei 5 kV etwa 0,35 A.

Beeinflussung des Elektronenstrahls durch den kondensierten Molekularstrahl

Zur Untersuchung der Wechselwirkung von Elektronenstrahl und kondensiertem Molekularstrahl wurden die von den Elektroden 1—4 während eines Strahlimpulses aufgenommenen elektrischen Ladungen Q_1 — Q_4 bestimmt. Dabei wurde die Zeit t_{MS} zwischen der Freigabe der Molekularstrahlfront durch die Unterbrecherscheibe und dem Beginn der Elektroneninjektion variiert. Während der Dauer der Elektroneninjektion (5 μ sec) bewegt sich der kondensierte Molekularstrahl nur um etwa 4 mm weiter. Nach Ablauf der Zeit t_{MS} wird der Elektronenstrahl gestartet, dessen Laufzeit bei den folgenden Überlegungen vernachlässigt werden kann. Aus der

⁷ O. F. HAGENA, Z. Angew. Phys. **16**, 183 (1963).

⁸ L. FIELD, K. SPANGERBERG u. R. HELM, Electr. Commun. **23/24**, 61 [1946/47].

⁹ H. HUBER u. W. KLEEN, Arch. Elektrotechn. **39**, 349 [1949].

mit der Unterbrecherscheibe und einem Ionisationsdetektor gemessenen Geschwindigkeit des Molekularstrahls von $8,4 \cdot 10^4$ cm/sec und der Zeit t_{MS} ergibt sich der Laufweg z_{MS} , den die Front des Molekularstrahls bis zum Zeitpunkt der Elektroneninjektion von der Scheibe aus zurückgelegt hat. Dem bei diesen Versuchen verwendeten Einlaßdruck des Stickstoff-Wasserstoff-Gemisches $p_0 = 6,3$ ata entspricht eine Stickstoffmolekülzahldichte von $3,5 \cdot 10^{14}$ cm⁻³ in der Mitte zwischen Elektrode 2 und 3a.

In Abb. 2 sind die Ladungen $Q_1 - Q_4$ als Funktion der Laufzeit t_{MS} der Molekularstrahlfront aufgetragen. Die Q -Werte bei $t_{MS} = 0$ (linke Seite von Abb. 2) ergeben ein Bild von der Stromverteilung im Vakuum: der überwiegende Teil der Elektronen wird von der Elektrode 2 aufgenommen. Nur etwa 1% aller Elektronen erreichen die Elektrode 4. Mit wachsender Laufzeit t_{MS} wächst Q_4 kontinuierlich an und erreicht kurz vor Eintritt des Molekularstrahls in die Elektronenquelle einen Wert, der um den Faktor 68 höher liegt als im Vakuum. Das bedeutet, daß bis zu 68% der aus der Elektronenkanone austretenden Strahlelektronen die Öffnung der Elektrode 3a passieren.

Aus Abb. 2 geht hervor, daß Q_2 und Q_1 praktisch konstant bleiben, solange die Molekularstrahlfront noch im Bereich zwischen den Elektroden 3a und 2 ist. Der Anstieg von Q_4 erfolgt in diesem Bereich also nur auf Kosten von Q_3 . Kurz nach Hindurchtreten des Molekularstrahls durch die zweite Elektrode fällt Q_2 schnell ab. Dafür wächst Q_4 weiter an und auch Q_3 vergrößert sich, d.h. der insgesamt durch die Öffnung der Elektrode 2 gehende Elektronenstrom steigt an. Nachdem der Molekularstrahl die erste Elektrode erreicht hat, sinkt auch Q_1 ab.

Sobald der Molekularstrahl in das Innere der Elektronenkanone eingedrungen ist, steigt der von der Kanone abgegebene Gesamtstrom auf etwa den 3-fachen Vakuumwert an. Etwa 70% dieses Stromes gehen auf die Elektrode 1, d.h. der verstärkte Elektronenstrom ist stark divergent. Da die von den verschiedenen Elektroden aufgenommenen Ströme unter diesen Bedingungen stark schwanken, sind in Abb. 2 keine entsprechenden Meßpunkte eingezeichnet. Die Erhöhung des Elektronenstromes beim Eintritt des Molekularstrahls in die Elektronenkanone dürfte auf der Ausbildung eines plasmaähnlichen Zustandes in der Kanone beruhen.

Zusammenfassend ergibt sich, daß der divergent aus der Kanone kommende Elektronenstrahl nach Erreichen des kondensierten Molekularstrahls zur Strahlachse hin *umgelenkt* und im Molekularstrahl gesammelt wird. Der totale, von der Elektronenkanone abgegebene Strom bleibt praktisch konstant, solange der Molekularstrahl noch nicht in die Kanone eingetreten ist.

Elektrische Entladungen im kondensierten Molekularstrahl

Die Entladungsversuche wurden mit Einlaßdrucken p_0 des Stickstoff-Wasserstoff-Gemisches von $3,5 - 9,5$ ata durchgeführt. Diesen Einlaßdrucken entsprechen Stickstoffmolekülzahldichten von etwa $2 - 7 \cdot 10^{14}$ cm⁻³ in der Mitte zwischen Elektrode 2 und 3a (Vgl. die beiden Abszissenangaben in Abb. 4). Die Elektrode 3 wurde bei diesen Versuchen entfernt.

Der Entladungsstrom wurde, wie bei früheren Messungen^{2,3} mit einer inneren und einer äußeren Rogowski-Spule (Abb. 1) gemessen, von denen die erste den kondensierten Molekularstrahl und die zweite die Zuleitung zur Elektrode 2 umfaßt. Die von den beiden Rogowski-Spulen angezeigten Ströme werden im folgenden mit J_i und J_a bezeichnet. Daneben wurden, über den Spannungsteiler R_P , das Potential U_2 der Elektrode 2 und, mit einem Photomultiplier, der 1 cm unterhalb von Elektrode 3a emittierte Lichtstrom J_{ph} bestimmt. Die Registrierung der Wertepaare U_2 , J_a bzw. J_{ph} , J_i erfolgte mit einem Doppelstrahlzosillographen.

Ohne Elektroneninjektion konnte bei Anlegen der Hochspannung in keinem Fall eine elektrische Entladung erreicht werden. Der Kondensator entlädt sich dann über die Induktivität L_p (Abb. 1) in einer gedämpften Schwingung mit einer Schwingungszeit von etwa 80 μ sec.

Bei dem in Abb. 3 registrierten Versuch wurde die Elektroneninjektion gestartet, als sich die Front des Molekularstrahls etwa in der Mitte zwischen Elektrode 1 und 2 befand. Der kondensierte Molekularstrahl verband also bereits die beiden am Hochspannungskondensator liegenden Elektroden 2 und 3a, hatte jedoch die Elektronenkanone noch nicht erreicht. Die Funkenstrecke wurde 4,5 μ sec nach Beginn der Elektroneninjektion gezündet. Der Zündzeitpunkt der Funkenstrecke ist in Abb. 3 mit

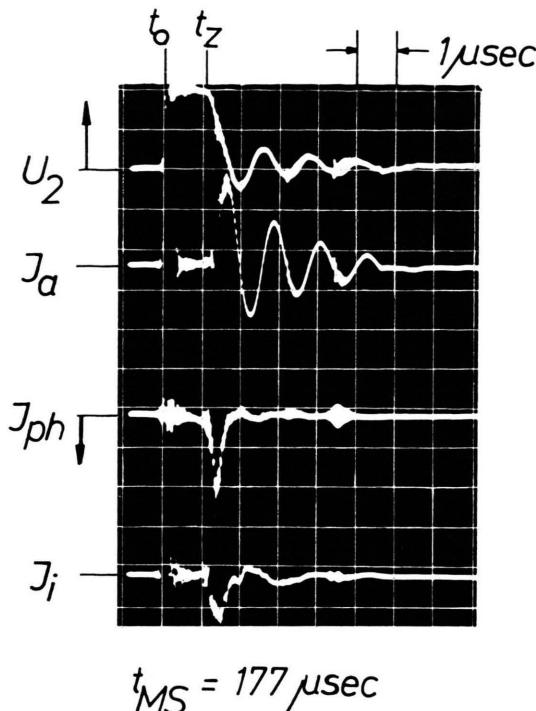


Abb. 3. Oszillogramm einer Entladung, bei der sich die Front des Molekularstrahls etwa in der Mitte zwischen Elektrode 1 und 2 befand. U_2 = Potential der Elektrode 2. J_i , J_a von der inneren bzw. von der äußeren Rogowski-Spule umfaßte Ströme. J_{ph} = Lichtstrom. Kondensatorladungsspannung 10,7 kV, Elektronenenergie 10 keV, Einlaßdruck p_0 = 9,5 ata.

t_0 bezeichnet. Aus dem Oszillogramm folgt, daß die Entladung erst nach der Zündverzugszeit $t_z - t_0 \approx 1 \mu\text{sec}$ einsetzt. Wie bei den früheren Versuchen^{2,3} zeigt der mit der äußeren Rogowski-Spule gemessene Strom in der Hochspannungsleitung J_a mehrere Oszillationen, während der von der inneren Rogowski-Spule umfaßte Strom J_i durch die Plasmäule nur ein einzelnes Maximum erkennen läßt. Der Unterschied im Zeitverhalten der beiden Ströme beruht auf der radialen Expansion des gebildeten Plasmas. Wegen dieser Expansion beschränkt sich auch die erkennbare Lichtemission (J_{ph}) auf die erste Halbwelle des Entladungsstromes.

Die Oszillogramme unterscheiden sich nicht wesentlich von Abb. 3, wenn die Zündung der Entladung durch Injizieren des Elektronenstrahls und Anlegen der Hochspannung erst erfolgt, nachdem der kondensierte Molekularstrahl das Innere der Elektronenkanone erreicht hat. Dagegen ist auch mit Elektroneninjektion keine Entladung zu erreichen, wenn der Molekularstrahl die beiden, am

Hochspannungskondensator liegenden Elektroden 2 und 3a noch nicht verbindet, oder, wenn die Elektroneninjektion schon vor dem Anlegen der Hochspannung beendet ist.

In Abb. 4 geben die ausgefüllten Kreise das erste Strommaximum in der Hochspannungszuleitung als Funktion des Einlaßdrucks p_0 für den Fall an, daß die Zündung nach der in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Methode mit der Elektronenkanone erfolgt. Jeder Meßpunkt repräsentiert 5–10 Messungen. Die hohen Kreise sind entsprechende Ergebnisse, die unter identischen Bedingungen mit dem bei den früheren Versuchen benutzten Zündverfahren^{2,3} (vgl. Einleitung) gewonnen wurden. Der innerhalb der Fehlergrenze liegende Unterschied der beiden eingezeichneten Kurven ist möglicherweise reell: er könnte auf der Tatsache beruhen, daß die Energie zur Vorionisation bei der Verwendung der Elektronenkanone aus deren Hochspannungsquelle stammt, während sie bei der anderen Zündmethode dem Entladungskondensator entnommen wird.

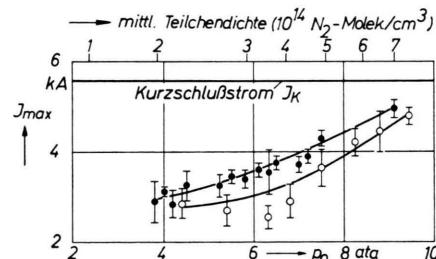


Abb. 4. Erstes Strommaximum in der Hochspannungszuleitung als Funktion des Einlaßdrucks p_0 bzw. der Stickstoffmolekülzahldichte in der Mitte zwischen Elektrode 1 und 2.

Volle Kreise: Zündung mit der Elektronenkanone entsprechend Abb. 1.

Hohle Kreise: Zündung nach der früher benutzten Methode^{2,3}.

Die obere Gerade (Kurzschlußstrom J_K) gibt das erste Strommaximum für den Fall an, daß der Molekularstrahl zwischen den Elektroden 2 und 3a durch einen Kupferstab gleicher Abmessungen ersetzt wurde.

Diskussion der Ergebnisse

Aus der beobachteten Konzentrierung des Elektronenstrahls im Bereich des kondensierten Molekularstrahls folgt, daß die negative Raumladung des Elektronenstrahls im Molekularstrahlbereich überkompensiert wird. Der Aufbau einer positiven Raumladung ist bei hinreichender Neutralteilchen-dichte zu erwarten, da die hochenergetischen Elek-

tronen bei der Ionisierung der Neutralteilchen auf die gebildeten Sekundärelektronen Energie übertragen, die diese befähigt, den Molekularstrahlbereich gegen ein positives Raumladungspotential zu verlassen. Der Aufbau des positiven Raumladungspotentials wird dadurch begünstigt, daß die gebildeten cluster-Ionen wegen ihres kleinen Verhältnisses von Ladung zu Masse aus dem Gebiet

mit positiver Raumladung wesentlich langsamer abwandern, als normale Molekül- oder Atomionen. Es ist daher anzunehmen, daß bei der koaxialen Durchdringung von Elektronenstrahl und kondensiertem Molekularstrahl eine Art Fadenstrahleffekt¹⁰ auftritt, durch den die Elektronen in der Achse des Molekularstrahls konzentriert werden.

¹⁰ E. BRÜCHE u. W. ENDE, Z. Phys. **64**, 186 [1930].

Separation of Binary Gas Mixtures by Thermal Diffusion Columns

V. K. SAXENA

Graduate Center for Cloud Physics Research, University of Missouri, Rolla, Missouri 65401

and S. C. SAXENA*

Department of Energy Engineering, University of Illinois at Chicago Circle,
Chicago, Illinois 60680

(Z. Naturforsch. **24 a**, 1378—1382 [1969]; received 1 May 1969)

Two hot-wire type of glass thermal diffusion columns (approximately 3 m long, 8 mm internal diameter and fitted with an axial platinum wire 0.5 mm diameter) have been used to study the characteristics of gas mixture separation. In particular, the mixtures of Ne-Ar and He-Ar are examined, and the dependence of the separation factor, q , on the pressure and composition of the gas mixture and the temperature of the hot-wire is investigated. The variation of q with pressure and temperature for nonisotopic mixtures is in qualitative agreement with the predictions of the theory for isotopic mixtures. Further q is found to increase as the proportion of the lighter component in the mixture is decreased. These conclusions are of special relevance for the purification of gas mixtures viz., the removal of the lighter gas impurity from the mixture.

The theory of thermal diffusion columns, as applied to isotopic gas mixtures, is well known¹, but very little is understood for nonisotopic gas mixtures because of their involved nature, in spite of their great relevance in the separation and purification processes. Consequently, efforts have been made to experimentally investigate the dependence of the separation factor for nonisotopic gas mixtures as a function of different variables. Recently, we² analysed the available data concerning the pressure dependence of the separation factor and found that, even for nonisotopic gas mixtures, the theory derived for isotopic gas mixtures holds qualitatively.² Here we report results on two binary gas systems, Ne-Ar and He-Ar, as obtained from hot-wire type of glass thermal diffusion columns. The investigations include the dependence of the separation

factor on (a) the pressure of the gas mixture, (b) the temperature of the hot-wire, and (c) the composition of the mixture.

Experimental

The general design of our thermal diffusion columns is similar to that used by us³ earlier in connection with isotopic separation. Our columns consist of a pyrex glass tube of uniform bore of 7.8 mm internal diameter and are surrounded by a jacket of 40 mm outer diameter through which water is circulated at a proper rate to maintain it at a constant temperature. A platinum wire of 0.5 mm diameter is installed along the tube axis with the help of 20 mil nickel spacers, spot welded 50 cm apart. The platinum wire is 99.99% pure and is supplied by M/S Ravindra Heraeus Co., Bombay. The other details of the columns and associated units are given elsewhere⁴. The experiments reported here were performed on two

* Reprint requests to Prof. S. C. SAXENA, Department of Energy Engineering, University of Illinois at Chicago Circle, Box 4348, Chicago, Illinois 60680, USA.

¹ See for example S. C. SAXENA and S. RAMAN, Rev. Mod. Phys. **34**, 252 [1962].

² V. K. SAXENA and S. C. SAXENA, Z. Naturforsch. **23a**, 471 [1968].

³ V. K. SAXENA and S. C. SAXENA, Indian J. Technol. **4**, 227 [1966].

⁴ V. K. SAXENA, Studies on the Transport Properties of Gases, Ph. D. Thesis, Physics Department, Rajasthan University, Jaipur, India, 1967.