

leit-System annähernd gleich stark besetzt sind. Allerdings lassen sich die dort herrschenden Bedingungen nicht ohne weiteres auf die hier vorliegenden Rechnungen übertragen, da die anregenden und ionisierenden Elektronen eine Dichte von $5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ bei einer Temperatur von 200 eV besaßen, während die Rekombination durch kalte Elektronen der Dichte $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Temperatur von 0,15 bis 0,20 eV zustande kam. Eine Betrachtung der Anregungsquerschnitte zeigt, daß bei einer derartigen

Energieverteilung das Singulett-System gegenüber dem Triplett-System bei der Anregung begünstigt wird.

Dem Leiter des Rechenzentrums, Herrn ROCHE, sowie Herrn BOUJOT sei sehr herzlich für die großzügige Unterstützung bei der praktischen Durchführung des umfangreichen Rechenprogramms gedankt. Herrn Dr. P. HUBERT, Leiter des Programms Kernfusion und Plasmaphysik, danke ich für das Interesse, das er dieser Arbeit entgegenbrachte.

Quantitative spektroskopische Untersuchung schneller konvergenter Stoßwellen in Helium*

VON OTTO ERNST BERGE UND WOLDEMAR BÖTTICHER

Institut für Experimentalphysik Kiel

(Z. Naturforsch. **19 a**, 1460—1465 [1964]; eingegangen am 28. September 1964)

Im Anschluß an BÖTTICHER und DAMMANN¹ wird der zeitliche Verlauf von Temperatur und Elektronendichte hinter der Front einer konvergenten Zylinderstoßwelle für verschiedene Radien berechnet und mit quantitativen spektroskopischen Messungen verglichen. Die Temperaturen werden aus der Absolutintensität optisch dicker Heliumlinien, die Elektronendichten aus der Kontinuumsintensität bestimmt. Zur Messung dient ein schnelles photoelektrisches Achtkanalspektrometer mit einer Genauigkeit von 10%. Die gemessenen Werte stimmen mit den an Hand des Modells berechneten überein.

Die Berechnung von Temperatur und Elektronendichte

Zur Erzeugung der konvergenten Zylinderstoßwelle wird eine lineare Pinch-Entladung in Helium benutzt. Nach der Zündung bildet sich bei diesem Entladungstyp ein stromführender Hohlzylinder aus, der sich unter der Wirkung des magnetischen Druckes kontrahiert; dabei treibt die stromführende Schicht wie ein Kolben das Gas vor sich her. Die Geschwindigkeit der Kompression ist so groß, daß es zur Ausbildung einer Stoßwelle kommt. Da die Stromdichte im aufgesammelten Gas hinter der Front sehr klein bleibt, ist die Aufheizung durch die Stoßwelle wesentlich größer als die JOULEsche Aufheizung².

Die Strömungsgeschwindigkeit und die thermodynamischen Daten des Gases hinter der Front können in diesem Falle rein gasdynamisch berechnet werden, wenn man die Weg-Zeit-Kurve der Stoßfront kennt. Die so erhaltenen Ergebnisse sind nur in

einem begrenzten Gebiet hinter der Stoßfront gültig. Die Rechnung¹, die auf einer Lösungsmethode von GUDERLEY³ fußt, soll hier nicht wiederholt werden, es seien nur die Voraussetzungen angegeben:

- I. Im Strömungsgebiet soll gelten:
 - a) Es wirken nur Druckkräfte,
 - b) die Zustandsänderungen verlaufen reversibel,
 - c) $\kappa = c_p/c_v$ ist konstant,
 - d) die Randwerte der Strömung werden durch die Sprungbedingungen bestimmt.
- II. Die Weg-Zeit-Kurve der Stoßfront soll sich als $r = a(-t)^{0,86}$ schreiben lassen. (r = Abstand von der Achse des Entladungsrohres, t = Zeit, wobei der Zeitnullpunkt dem Einlaufen der Stoßwelle in die Achse entspricht. Siehe¹.)
- III. Druck, Dichte, Enthalpie und Strömungsgeschwindigkeit unmittelbar hinter der Front sollen sich aus den Sprungbedingungen für einen starken Stoß in einem idealen Gas (mit $\gamma = c_p/c_v = \text{const}$) ergeben.

* Die nachstehende Arbeit enthält wesentliche Teile der Dissertation von O. E. BERGE, Kiel 1964.

¹ W. BÖTTICHER u. H. DAMMANN, Z. Naturforsch. **18 a**, 580 [1963].

² O. E. BERGE, W. BÖTTICHER, G. KLEIST u. U. KOGELSCHATZ, VI. Int. Konf. über Ionisations-Phänomene in Gasen, Bd. IV, 345 (Paris 1963).

³ G. GUDERLEY, Luftfahrtforschung **19**, 302 [1942].



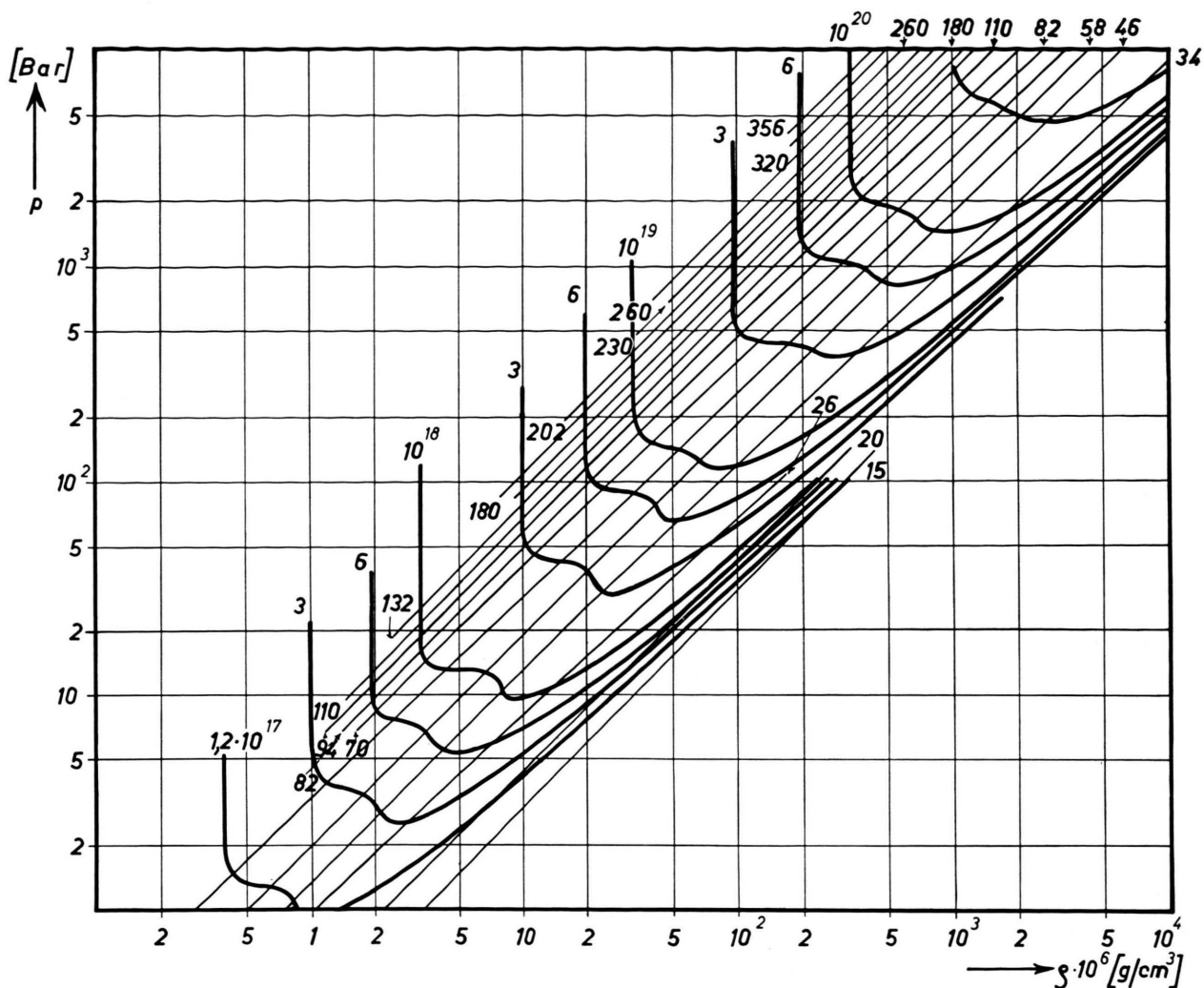


Abb. 1. Zustandsdiagramm von Helium mit der Temperatur (in 10^3 °K) und der Elektronendichte als Parameter.

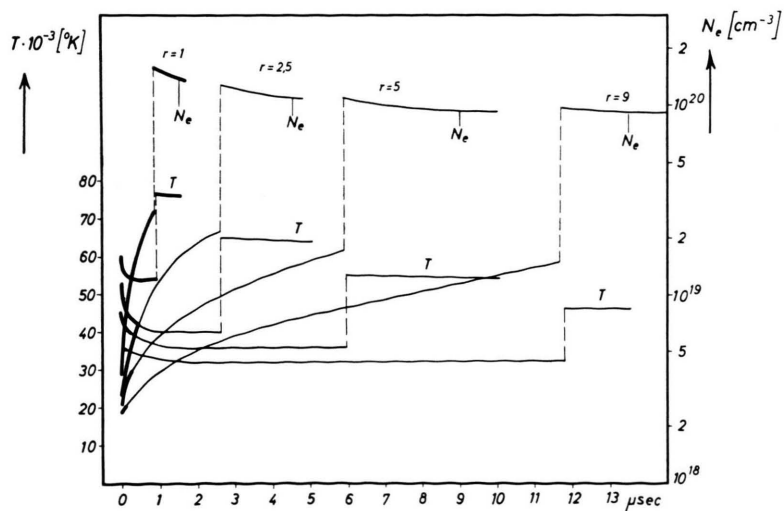


Abb. 2. Berechneter Verlauf von Temperatur und Elektronendichte hinter der Stoßfront bei den Radien $r=1, 2, 5, 9$ cm. Der Zeitpunkt liegt beim Durchgang der hinlaufenden Stoßwelle durch die Stelle r_0 . Der dick ausgezogene Teil der Kurven gibt den erwarteten Gültigkeitsbereich der Rechnung wieder. (Helium, Dichte $1,4 \cdot 10^{-6} \text{ g cm}^{-3}$ entsprechend 6 Torr Anfangsdruck. Stoßgeschwindigkeit $6,4 \text{ cm } \mu\text{sec}^{-1}$ bei $r=1 \text{ cm}$. $\gamma=1,195$, $\kappa=1,25$.)

Die Gründe für diese Annahmen wurden in ¹ gegeben.

Als Ergebnis der Rechnung erhält man Ähnlichkeitslösungen für den Druck- und Dichteverlauf. Für den Übergang zu den übrigen Zustandsgrößen ist die Kenntnis der Zustandsgleichung nötig. Die Zustandsgrößen des Heliums von 10 000 °K bis zur vollständigen zweifachen Ionisation im Druckbereich von 10^{-2} bis 10^4 Bar wurden von DAMMANN ⁴ numerisch berechnet. Daraus gewonnene (p, ρ) -Diagramme mit T und N_e als Parameter zeigt Abb. 1. Mit Hilfe dieser Diagramme und der Modellkurven für p und ρ ¹ lassen sich für gegebene Stoßgeschwindigkeiten und Anfangsdichten Temperatur und Elektronendichte bei festgehaltenen Radien r_0 als Funktion der Zeit berechnen (Abb. 2).

Das Weg – Zeit-Diagramm der Stoßfront

Die lineare Pinch-Entladung fand im vorliegenden Experiment in einem 10 cm hohen Gefäß von 29 cm Innendurchmesser statt. Die benutzte Kondensatorbatterie von 150 μ F wurde auf 30 kV aufgeladen. Es entstanden Schmieraufnahmen ähnlich der in ¹ wiedergegebenen. Die Vermessung dreier dieser Aufnahmen lieferte die in Abb. 3 doppelt-logarithmisch dargestellte Weg-Zeit-Kurve. Entsprechend gute Reproduzierbarkeit des Weg-Zeit-Diagramms findet sich bei allen Schmieraufnahmen.

Man entnimmt aus der Abbildung, daß sich die Weg-Zeit-Kurve durch

$$r = 5,6 (-t)^{0,86 \pm 0,02} \quad (r \text{ in cm, } t \text{ in } \mu\text{sec})$$

darstellen läßt, d. h. n hat den bei den Rechnungen angenommenen Wert. Die Geschwindigkeit der Stoßfront liegt zwischen $4,5 \cdot 10^6 \text{ cm sec}^{-1}$ bei $r = 9 \text{ cm}$ und $6,4 \cdot 10^6 \text{ cm sec}^{-1}$ bei $r = 1 \text{ cm}$. Für den von den Aufnahmen erfaßten Bereich $r \leq 12 \text{ cm}$ ist damit die Voraussetzung II nachgewiesen.

Die von $r = 12 \text{ cm}$ ausgehenden Teilchenbahnen begrenzen das Gebiet, in dem die Rechnung gültig sein kann. Dieses Gebiet ist kleiner als die auf den Schmieraufnahmen sichtbare leuchtende Zone. Für Teilchen aus dem Gebiet $12 < r < R$ (R = Rand des Entladungsgefäßes), kann über die Gültigkeit der Rechnung keine Aussage gemacht werden. Der vordere, dick ausgezogene Teil der Kurven in Abb. 2 gibt den erwarteten Gültigkeitsbereich der Rechnung für die vorliegenden Versuchsbedingungen an.

Die spektroskopische Meßtechnik

Die Intensitätsmessungen im Spektrum wurden photoelektrisch vorgenommen. Ein Spalt in der oberen Elektrode des Entladungsgefäßes wurde senkrecht auf den Eintrittspalt eines stigmatischen 1,5 m-Gitterspektrographen abgebildet, der eine Dispersion von 11 Å/mm in der 1. Ordnung hatte. Beobachtet wurde nacheinander an den Radien $r = 0, 1, 2, 5, 9 \text{ cm}$, gemessen

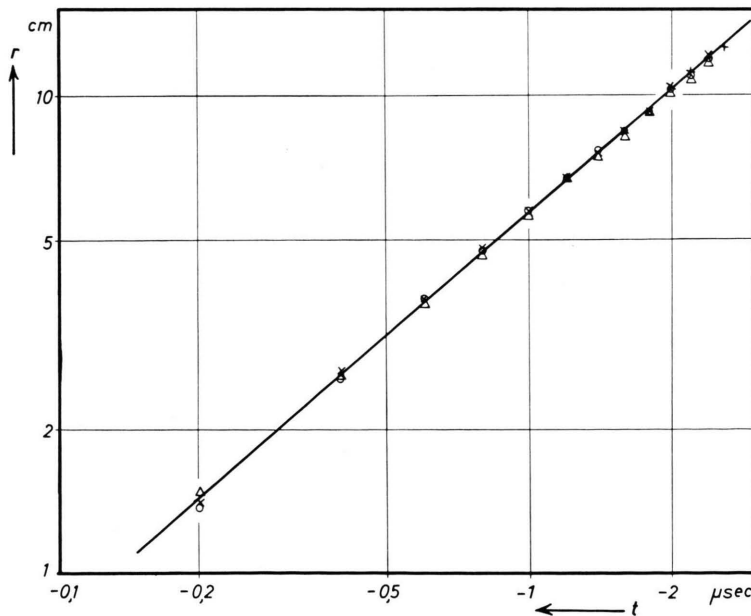


Abb. 3. $r-t$ -Diagramme dreier Stoßwellen, dargestellt durch \circ , \times und \square . Der Nullpunkt der Zeitskala liegt beim Eintreffen der Stoßwelle in der Mitte des Entladungsgefäßes.

⁴ H. DAMMANN, Laborbericht 8/63, Kiel 1963.

von der Rohrmitte, mit einem räumlichen Auflösungsvermögen von 0,5 mm. Das Fenster, das den Elektrodenspalt abdeckte, mußte nach jeder Entladung ausgetauscht werden. Ohne diese Maßnahme waren keine reproduzierbaren Intensitätsmessungen möglich.

Aus der Fokalebene des Spektrographen wurde ein 20 Å breites Band des Spektrums durch einen flexiblen Lichtleiter zu einem Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) geleitet. Das aus dem Lichtleiter austretende Licht beleuchtete die gesamte Kathodenfläche des zugehörigen SEV. Dadurch wurde eine unnötig hohe Photostromdichte vermieden und der Einfluß der örtlichen Variation der Kathodenempfindlichkeit herabgesetzt. Insgesamt wurden acht solcher Meßkanäle benutzt.

Zum Schutze gegen elektrische Störsignale bei der Zündung der Kondensatorbatterie befand sich die gesamte Meßanordnung (SEV, Netzgeräte und Oszillographen) im Innern einer vollständig geschlossenen metallischen Abschirmung. Die Lichtleiter wurden durch kleine Bohrungen in den Meßraum eingeführt. Das zeitliche Auflösungsvermögen der Meßanordnung wurde bei einem Arbeitswiderstand von 60Ω i. allg. auf 10^{-7} sec begrenzt, um das Schrot-Rauschen der Signale zu unterdrücken.

Die Kalibrierung der SEV erfolgte mit Hilfe des Kohlebogens nach EULER⁵ unter Berücksichtigung der neueren Korrekturen von MEHLTRETTER, LOZIER und NULL⁶, d. h. es wurde die Strahlungsdichte $I_\nu = 0,97 B_\nu$ (3830 °K) zugrunde gelegt. Zur Messung dieser vergleichsweise geringen Intensität mußte der SEV-Arbeitswiderstand auf $3 k\Omega$, die Zeitkonstante auf 0,1 msec erhöht werden.

Um Fehler der Absoluteichung zu vermeiden, wurde der Normalstrahler an die Stelle des Entladungsgefäßes gesetzt. Hierbei ging nur das sehr genau meßbare Verhältnis der Abschlußwiderstände in die Kalibrierung ein, ferner ein eventueller Linearitätsfehler der SEV. Um diese Möglichkeit zu berücksichtigen, wurde eine Linearitätsprüfung für alle SEV bei allen benutzten Wellenlängen angestellt. Die hierbei angewendete Technik ist an anderer Stelle beschrieben⁷. Die aus den Prüfdaten folgenden Korrekturen wurden für jeden SEV einzeln berücksichtigt; insgesamt kann eine Absolutgenauigkeit von 10% angenommen werden.

Mit Hilfe von zeitaufgelösten Übersichtsspektren wurde sichergestellt, daß die Messungen nicht durch Linien von Verunreinigungen verfälscht wurden. Zu diesem Zwecke wurde der Austrittsspalt des Entladungsgefäßes senkrecht auf den Eintrittsspalt eines kleinen Spektrographen abgebildet (Einprismen-Glasspektrograph, Dispersion 80 Å/mm bei 5000 Å), und zwar nacheinander bei den Radien 0, 1, 2,5, 5 und 9 cm. Ein von 4000 bis 6000 Å reichender Ausschnitt der Fokalebene des Spektrographen wurde sodann auf die Photokathode einer Bildwandlerkamera (Type STL) abgebildet, die Kamera war dabei als Schmierkamera mit

0,5 cm μsec^{-1} geschaltet. Die Linie 5876 Å ist in späteren Stadien wegen der in Absorption auftretenden NaD-Linie nicht mehr beobachtbar. Dies spiegelt sich in dem steilen Abfall im Oszillogramm Abb. 4 wider.

Auswertung der Messungen

Die ausgewerteten Messungen teilen sich in zwei Meßreihen. In der ersten wurde in der Umgebung der He-I-Linie 5876 Å gemessen, bei der zweiten in der Umgebung der He-II-Linie 4686 Å, wobei $\lambda = 5876 \text{ Å}$ mitregistriert wurde. Die angegebenen Wellenlängen entsprechen der Mitte des 20 Å breiten Bandes. Die einzelnen Wellenlängen waren:

- I. 5942, 5876, 5810, 5744, 5678, 5612, 5546, 5480 Å,
- II. 5876, 4752, 4686, 4620, 4554, 4488, 4422, 4356 Å.

An jedem der fünf radialen Meßpunkte wurden drei Entladungen oszillographiert. Zwei solche Oszillogramme sind in Abb. 4 wiedergegeben.

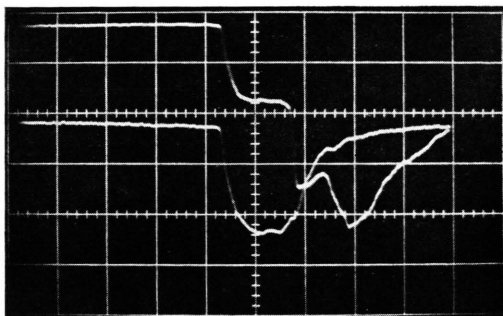


Abb. 4. SEV-Oszillogramm bei $r=2,5$ cm. Obere Spur: He II 4686 Å. Untere Spur: He I 5876 Å. Zeitablenkung: 0,5 $\mu\text{sec/cm}$.

Die gemessenen Linienprofile von He I 5876 Å an den verschiedenen Radien sind in Abb. 5 dargestellt. Man sieht, daß bei den kleineren Radien, die uns hauptsächlich interessieren, von einer regelrechten „Linie“ nicht mehr geredet werden kann. Wegen der großen Teilchendichte erfolgt die Emission in einem großen Bereich der Linien aus optisch dicker Schicht, das heißt aber, daß die Intensität in der Linienmitte der eines schwarzen Strahlers mit der Plasmatemperatur entspricht. Es ergibt sich daher eine einfache und direkte Temperaturbestimmung.

⁵ J. EULER, Ann. Phys. II, 203 [1953].

⁶ J. P. MEHLTRETTER, Dissertation, Heidelberg 1962. — W. W. LOZIER u. M. R. NULL, J. Opt. Soc. Amer. 52, 1156 [1962].

⁷ O. E. BERGE, Optik, im Druck [1964].

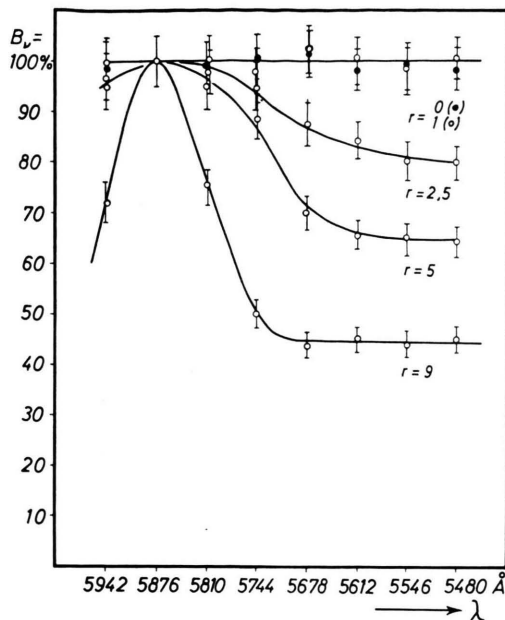


Abb. 5. Linienprofile von He I 5876 Å in der hinlaufenden Stoßwelle, bezogen auf $B_v=100\%$.

Geht man von den an Hand des Modells zu erwartenden Temperaturen und Elektronendichten aus und benutzt die Theorie der Linienverbreiterung (GRIEM u. a. ⁸), so findet man z. B., daß für

$$N_e = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}, N_{3d3D} = 9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3},$$

$$T = 57\,000 \text{ °K (d. h. } r \approx 1 \text{ cm)}$$

die Halbwertsbreite der Linie 5876 Å 240 Å beträgt und daß bei Emission aus einer 10 cm starken Schicht in einem Intervall von 85 Å die KIRCHHOFF-PLANCK-Funktion erreicht wird.

Aus diesem Grunde ist es praktisch unmöglich, aus dem gemessenen Linienprofil eine Aussage über die Elektronendichten zu erhalten. Zur Bestimmung von N_e wurde daher die in großem Abstand von der Linie gemessene Kontinuumsintensität $I_{v \text{ kont.}}$ herangezogen. Dazu ist es notwendig, den kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten κ_v als Funktion von Temperatur und Elektronendichte zu kennen. Er setzt sich aus den frei-gebundenen und frei-frei-Kontinua des neutralen und ionisierten Heliumatoms zusammen und kann an Hand der bekannten Formeln berechnet werden. Die von BOHN ⁹ angegebenen Tabellen ($T = 1 - 10 \text{ eV}$, $N_e = 10^{16} - 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) wur-

den bis zu Werten von $N_e = 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ erweitert. Mit Hilfe dieser Werte wurde die Elektronendichte aus der Intensität bei $\lambda = 5500$ und $\lambda = 4350 \text{ Å}$ bestimmt.

Versuchsergebnisse

Abb. 6 gibt die gemessenen und berechneten Temperaturen bei den verschiedenen Radien wieder. Die angegebenen Werte für T wurden wie beschrieben aus der Absolutintensität bei $\lambda = 5876 \text{ Å}$ bestimmt und jeweils aus drei Entladungen gemittelt. Die in gleicher Weise aus der Intensität von He II 4686 Å berechneten Temperaturen stimmen bei $r \leq 2,5 \text{ cm}$ mit den aus He I 5876 Å erhaltenen Werten überein, weiter außen ergeben sich niedrigere Temperaturen, d. h. nur bei kleinen Radien wird die Strahlung der He II-Linie auch aus optisch dicker Schicht emittiert.

Ein Vergleich von Theorie und Experiment ist am besten bei $r = 1 \text{ cm}$ möglich, wo sich der Gültigkeitsbereich der Rechnung bis in die reflektierte Stoßwelle erstreckt. Der beobachtete Temperaturverlauf zeigt den gleichen Sprung in der Front der reflektierten Stoßwelle wie der berechnete. Auch für $r > 1$ ist die Übereinstimmung im Bereich des aufgesammelten Gases recht gut, lediglich bei $r = 9 \text{ cm}$ tritt eine größere Abweichung auf.

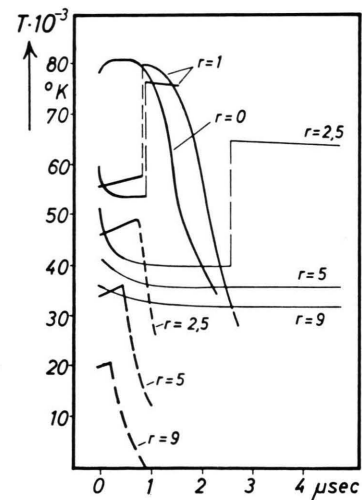


Abb. 6. Gemessene Temperaturen bei verschiedenen Radien. Zum Vergleich sind die berechneten Werte aus Abb. 2 mit eingezeichnet.

⁸ M. BARANGER, H. R. GRIEM, A. C. KOLB u. G. OERTEL, Phys. Rev. **125**, 177 [1962].

⁹ W. L. BOHN, Bericht PPS 101, Physikal. Inst. der Techn. Hochschule Aachen.

Der relative Fehler der Temperaturmessung ist bei den vorliegenden hohen Temperaturen gleich dem der Absolutintensitätsbestimmung und kann mit 10% angenommen werden. Falls entgegen der Annahme die Plasmaemission nicht im gesamten Spektralband des Kanals, der die Linienmitte registriert, die Emission des schwarzen Körpers erreicht, liegen die angegebenen Temperaturen systematisch etwas zu tief. Dies ist infolge der kleinen Dichte am wahrscheinlichsten bei $r=9$ cm, wodurch die erwähnte Abweichung erklärt werden kann.

Meßdaten für die Elektronendichte sind in Abb. 7 eingetragen. Es ergab sich hierbei, daß die optische Dicke $\tau_v = \kappa_v l$ bei der vorliegenden Schichtlänge von $l=10$ cm stets größer als $\tau_v = 0,1$ war. Es mußte daher von der Beziehung

$$I_v = (1 - \exp\{-\tau_v\}) B_v(T) \quad (1)$$

ausgegangen werden. Bei den kleinen Radien wurde τ_v so groß, daß für κ_v und damit für N_e nur eine

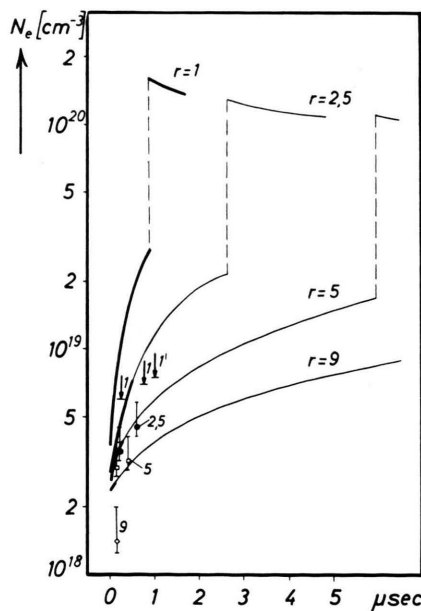


Abb. 7. Gemessene Elektronendichten bei verschiedenen Radien. 1': Meßpunkt in der reflektierten Stoßwelle bei $r=1$ cm. \downarrow : Angabe einer unteren Grenze für N_e . Zum Vergleich sind die berechneten Kurven aus Abb. 2 mit eingezeichnet.

untere Grenze angegeben werden konnte. Wie man aus¹ entnimmt, wirken sich die oben erwähnten Fehler in der B_v -Bestimmung sehr stark auf τ_v aus. Auch hier führen diese Fehler dazu, daß die in Abb. 7 angegebenen N_e -Werte systematisch zu tief liegen können.

Ob hierin die Erklärung für den Unterschied von Modellrechnung und Messung liegt, kann nur durch Messungen in einer Entladung mit kleinerer Höhe l entschieden werden. In solchen Entladungen spielen aber die Verfälschungen durch elektrodennahe Plasmaschichten eine immer stärkere Rolle.

Zusammenfassung

Um zu prüfen, ob die sehr reproduzierbare konvergente Zylinderstoßwelle hoher Geschwindigkeit (MACH-Zahl 40–60), die sich in einer z -Pinch-Entladung ausbildet, durch eine erweiterte GUDERLEYSche Modellösung beschrieben werden kann, wurden sowohl das Weg-Zeit-Diagramm der Stoßfront als auch Temperatur und Elektronendichte bestimmt. Es zeigt sich, daß die gemessenen Temperaturen allein durch die normalen Stoßwellengleichungen erklärt werden können.

Dies gilt auch für die reflektierte Stoßwelle. Die gemessenen Elektronendichten liegen ebenfalls in der zu erwartenden Größenordnung. Zur Deutung der Meßergebnisse war es nicht nötig, die Vorionisation durch Precursorstrahlung, Relaxationsprozesse oder die JOULEsche Aufheizung zu berücksichtigen. Es ist daher anzunehmen, daß auch die Strömung hinter der Front zunächst durch das Modell beschrieben werden kann.

Herrn Prof. Dr. W. LOCHTE-HOLTGREVEN danken wir für seine Unterstützung bei der Durchführung der vorliegenden Arbeit. An den Messungen waren die Herren W. HORNIG, U. ARNDT und U. GROTH wesentlich beteiligt, bei der Auswertung half Frl. E. BEHNKE. Unser Dank gilt weiterhin dem Bundesministerium für Wissenschaftliche Forschung (früher Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft) für die Bereitstellung der experimentellen Hilfsmittel.