

Die Werte für λ_{eff}^+ sind um das 10- bis 100-fache kleiner, als für die mittlere freie Weglänge auf Grund von Wirkungsquerschnittsmessungen zu erwarten wäre. Vielleicht kann diese Diskrepanz gemildert werden, wenn einige zusätzliche Effekte, wie z. B. der radiale Temperaturgradient der Elektronen und der Einfluß der Schicht an den Endplatten berücksichtigt werden. Ein Temperaturgradient der Elektronen kann zusätzlich zum Dichtegradienten zu einem schnelleren Transport der Ladungsträger senkrecht zum Magnetfeld beitragen. Die Schicht an den Endplatten bewirkt, daß für die Elektronen keine vollständige Senke an den Endplatten existiert. Die meisten Elektronen werden an dem Schichtpotential reflektiert und nur die energiereichsten können

die Wand wirklich erreichen. Es ist daher anzunehmen, daß das Dichteprofil zwischen den Endplatten in z -Richtung flacher ist als das angenommene Sinus-Profil, $n(z) = n_0 \sin(\pi z/L)$, und in der Schicht selbst ein beträchtlicher Dichteabfall existiert. Eine vorläufige Abschätzung zeigt, daß beide Effekte, Elektronentemperaturgradient und Einfluß der Schicht an den Endplatten, die „effektive“ mittlere freie Weglänge λ_{eff}^+ zu größeren Werten verschieben.

Herrn Dr. G. v. GIERKE danke ich für die Unterstützung, die er dieser Arbeit agedeihen ließ. Fräulein RESCH, Fräulein SEIDEL sowie Herrn BUCHELT danke ich für ihre Hilfe bei der Durchführung und Auswertung der Messungen.

Die zeitliche Änderung der radialen Elektronendictheverteilung beim Theta-Pinch*

Von FRANZ PETER KÜPPER

Aus dem Institut für Plasmaphysik, Garching bei München
(Z. Naturforschg. 18 a, 895—900 [1963]; eingegangen am 7. Juni 1963)

In a Θ -pinch the radial symmetry of the electron density distribution as a function of time has been measured by a MACH-ZEHNDER interferometer. In a time interval of 400 nsec during a discharge an image converter made three pictures (exposure times of 10 nsec each). Up to 100 nsec after the first compression, the experimental results show different density distributions for the cases of trapped parallel and antiparallel magnetic fields. Complete radial symmetry of the electron density distribution was not found.

Another interferometric method for measuring the radial symmetry of the electron distribution by observing "zero order" fringes is described.

Bei den bisherigen interferometrischen Untersuchungen an Theta-Pinch-Entladungen^{1, 2}, die mit Hilfe von Schmieraufnahmen gemacht worden sind, wird das Bild eines Spaltes zusammen mit den Interferenzstreifen mit einem Drehspiegel über eine Filmebene bewegt. Die Interferenzstreifen stehen senkrecht zum Spalt. Diese Aufnahmen gestatten die zeitliche Verfolgung der Interferenzstreifenverschiebung nur in der Spaltebene. Bei der Auswertung wird die Rotationssymmetrie der Elektronendictheverteilung vorausgesetzt.

In der vorliegenden Arbeit ist die zeitliche Änderung der Rotationssymmetrie der Elektronendictheverteilung über den gesamten Querschnitt eines Theta-Pinches untersucht worden. Die Daten der Anlage enthält Tab. 1. Die Ergebnisse werden u. a. zeigen, inwieweit die Annahme der Rotationssymmetrie der Elektronendichte, die z. B. von HAIN u. a.^{3, 4} und DÜCHS⁵ in ihren numerischen Behandlungen der Theta-Pinch-Entladung zugrunde gelegt ist, einem Theta-Pinch mit endlicher Spulenlänge (16 cm) und der üblichen massiven, in Z -Richtung geschlitzten Spule entspricht.

* Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

¹ R. D. MEDFORD, A. L. T. POWELL, A. G. HUNT u. K. G. WRIGHT, Proc. 5. Int. Conf. on Ionisation Phenomena in Gases, München 1961. North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1961, S. 2000 ff.

² E. FÜNFER, K. HAIN, H. HEROLD, P. IGENBERGS u. F. P. KÜPPER, Z. Naturforschg. 17 a, 967 [1962].

³ K. HAIN, G. HAIN, K. V. ROBERTS, S. J. ROBERTS u. W. KÖPPEN-DÖRFER, Z. Naturforschg. 15 a, 1039 [1960].

⁴ K. HAIN u. A. C. KOLB, Conf. on Nuclear Fusion, CN 10/129, Salzburg 1961.

⁵ D. DÜCHS, Physics Letters, im Druck.



Energie	7,5	kJ
Ladespannung	18	kV
Kapazität	46,4	μF
Gesamtinduktivität	28	$\text{m}\mu\text{H}$
Max. Magnetfeldstärke	53	kT
Periodendauer	7,2	μsec
Spulenlänge	16	cm
Spuleninnendurchmesser	5,8	cm
Gefäßlänge	78	cm
Gefäßdurchmesser	4,5	cm
(dJ/dt) max.	$6,3 \cdot 10^{11}$	A/sec
Anfangsdruck	10^{-1}	Torr
Füllgas		H_2

Tab. 1. Daten der Theta-Pinch-Anlage.

Die Interferenzstreifenverschiebung z als Funktion der Elektronendichte N_e ist für die gleichen Versuchsbedingungen hergeleitet² worden und lautet

$$z C = \int_0^L N_e(l) dl \text{ cm}^{-2}.$$

Für $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ und $L = 16 \text{ cm}$ ergibt sich $C = 41,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Gemessen wird demnach ein Integral über die Elektronendichte $N_e(l)$, die über die Länge des Meßweges nicht als konstant angenommen

werden kann. Das Integral $\int_0^L N_e(l) dl$ wird Flächendichte genannt. Der Einfluß angeregter Teilchen auf die Streifenverschiebung z ist für die gleiche Anlage bereits untersucht worden^{2, 6}. Daraus folgt, daß die Beiträge dieser Teilchen zur Streifenverschiebung unter der Fehlergrenze liegen.

Experimentelle Anordnung

Abb. 1 zeigt die wichtigsten Teile der optischen Anordnung. Eine Quecksilberhochdrucklampe liefert das Licht, das den Meß- und Vergleichsstrahlengang durchsetzt und dann zur Interferenz gebracht wird. Die Interferenzstreifen werden auf die Photokathode des Bildwenders abgebildet. Dieser bildet in zeitlichen Abständen von 200 nsec an verschiedenen Orten seines

Leuchtschirmes drei Interferenzstreifenverteilungen mit je 10 nsec Belichtungszeit ab. (Eine ausführliche Darstellung des Verfahrens siehe⁶.)

Versuchsergebnisse

Die zur Auswertung verwendeten Interferenzstreifenaufnahmen zeigen die Abb. 2 und 3. Die zugehörigen Auswertungen siehe Abb. 4 und 5. Jeweils links ist die Flächendichteverteilung im Entladungsrohrquerschnitt eingetragen und rechts daneben zwei Schnitte in den angegebenen Richtungen α und β . – Der Nullpunkt für die Zeitangabe t ist die Zeit der ersten maximalen Kompression des Plasmas. Bei der Abb. 2 liegt der Zeitpunkt der ersten Aufnahme (2 a) vor der Entladung. Auf diese Weise erhält man ein System der unverschobenen Streifen, das bei der Auswertung als Nullpunkt verwendet werden kann. In Abb. 4 b sind in den Schnitten in α - und β -Richtung die maximalen Fehler eingezeichnet. Die Kreise geben die Ungenauigkeit in den Ortskoordinaten an. Die eingezeichneten Strecken bestimmen die Fehler der Flächendichtewerte.

Abb. 4 zeigt Auswertungen bei eingefangenem antiparallelem Magnetfeld. Man erkennt einen Plasmasklauch, dessen Durchmesser in der α -Richtung größer ist als in der β -Richtung. Bei Abb. 4 b sind die Linien der höchsten Elektronendichte nicht ringförmig geschlossen. 240 nsec später, bei 4 c, sind nur noch geschlossene Linien gleicher Flächendichte zu beobachten. Die Aufnahmezeit von 4 c liegt 20 nsec vor der dritten maximalen Kompression. In der α - und β -Richtung ist die Kompression fast symmetrisch zur Achse des Entladungsgefäßes erfolgt.

Beim Vergleich der Elektronendichteverteilung im Rohrquerschnitt mit den ringförmigen Schnitten in α - und β -Richtung fällt auf, daß die Schnitte schein-

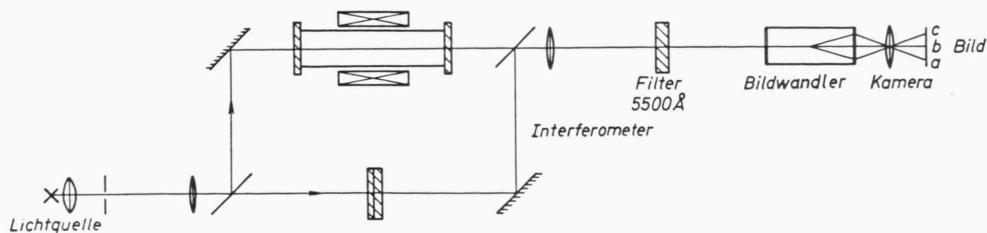


Abb. 1. Schema der optischen Anordnung.

⁶ F. P. KÜPPER, Laborbericht IPP 1/10, Institut für Plasma-physik, Garching bei München.

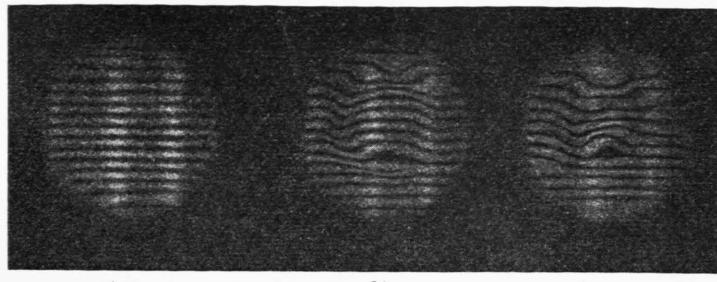


Abb. 2 a–c. Interferenzstreifenbilder einer Entladung mit eingefangenen antiparallelen Magnetfeldern.

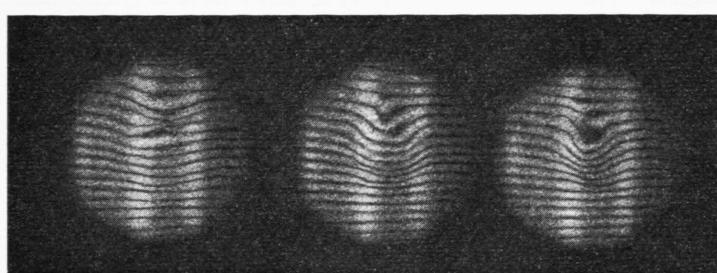


Abb. 3 a–c. Interferenzstreifenbilder einer Entladung mit eingefangenen parallelen Magnetfeldern.

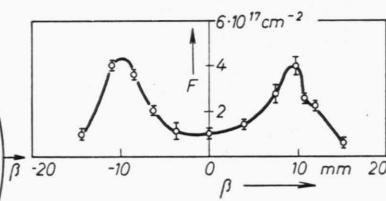
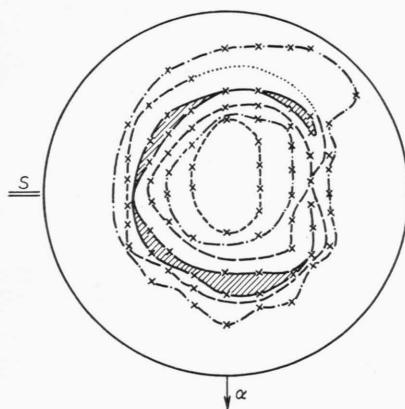


Abb. 4 b. Verlauf der Flächendichte $F = \int_0^L N_e(l) dl$; Auswertung der Aufnahme 2 b. B_z antiparallel; $t = +50$ nsec; S = Spulenanschluß.

$$\text{Kurve } F \geq \begin{array}{cccc} \cdots & 0,4 & \cdots & 1,6 & \cdots & 2,9 & \cdots & 4,1 \\ & \cdots \end{array} \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$$

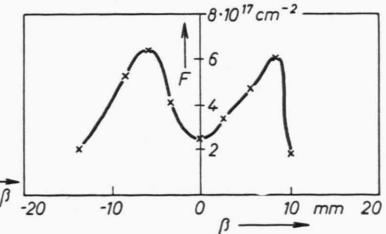
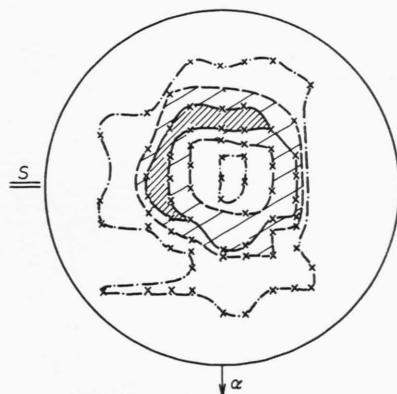
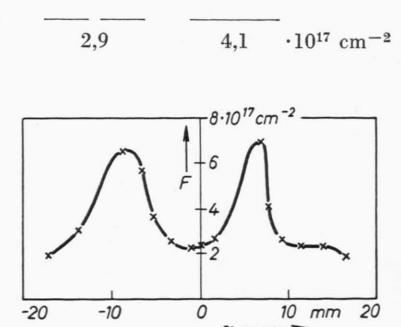


Abb. 4 c. Auswertung der Aufnahme 2 c, vgl. Abb. 4 b. $t = +290$ nsec.

$$\text{Kurve } F \geq \begin{array}{cccc} \cdots & 2,5 & \cdots & 3,7 & \cdots & 5,4 \\ & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \end{array} \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$$



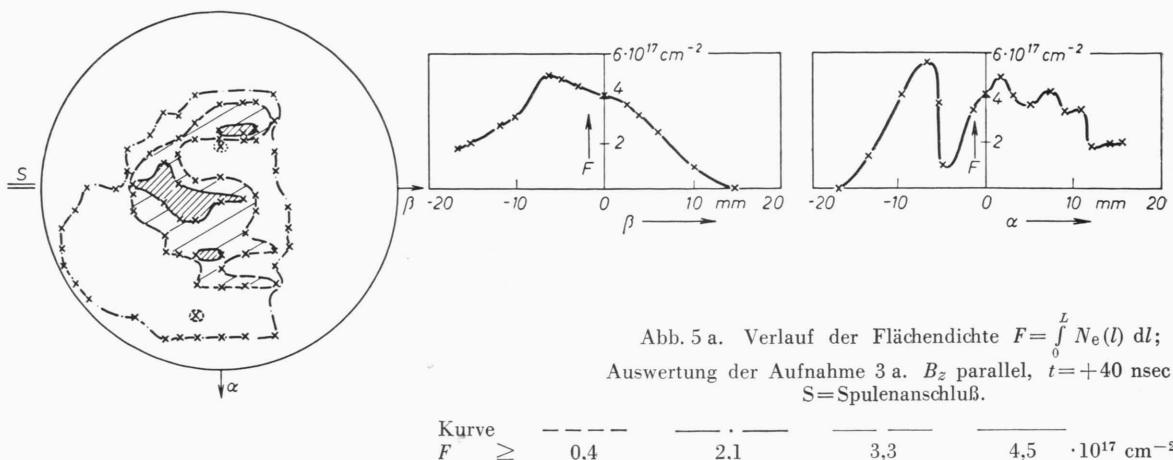


Abb. 5 a. Verlauf der Flächendichte $F = \int_0^L N_e(l) dl$; Auswertung der Aufnahme 3 a. B_z parallel, $t = +40$ nsec; S = Spulenanschluß.

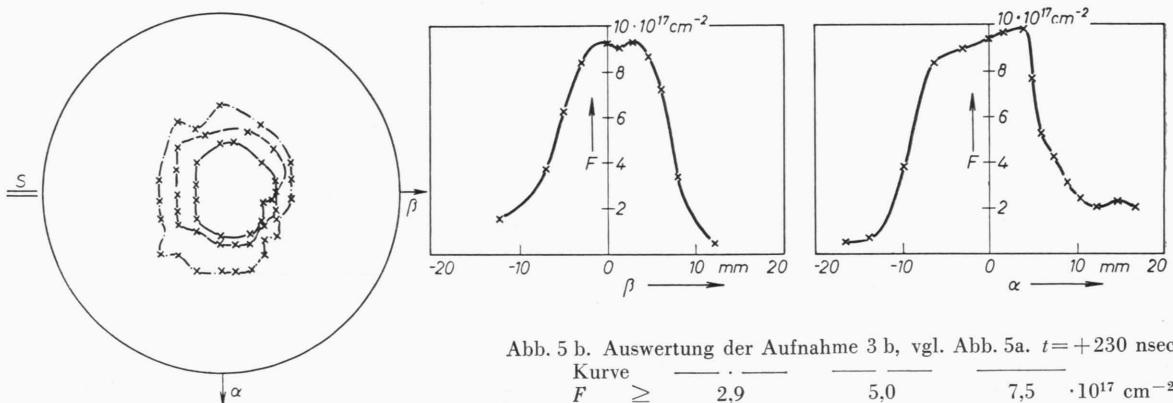


Abb. 5 b. Auswertung der Aufnahme 3 b, vgl. Abb. 5a. $t = +230$ nsec.

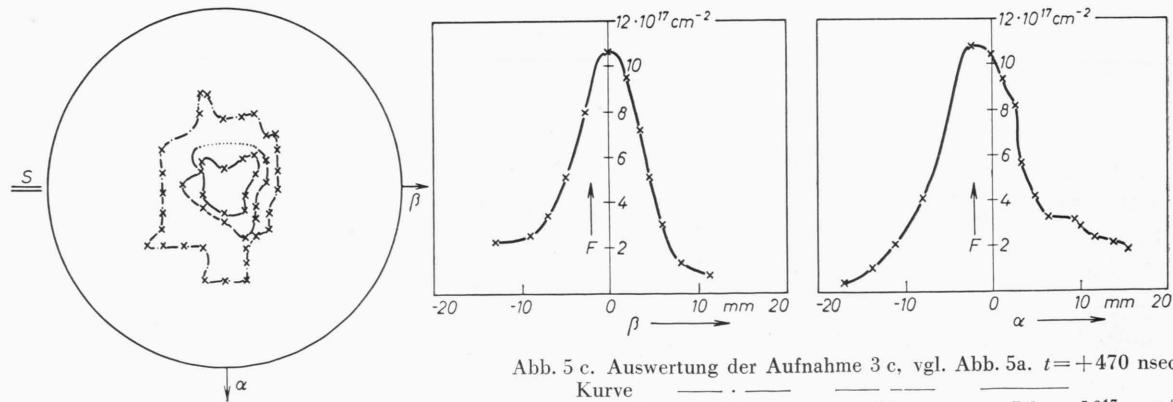


Abb. 5 c. Auswertung der Aufnahme 3 c, vgl. Abb. 5a. $t = +470$ nsec.

bar eine bessere Symmetrie zur Gefäßachse zeigen als die Dichteverteilung in der Querschnittsfäche sie angibt. Diesen Eindruck verursachen die im Querschnitt eingetragenen Linien der niedrigsten Elektronendichte. Sie stellen aber Flächendichtewerte dar, die sich zu den maximalen Größen ungefähr wie 1 : 5 verhalten. Das heißt, diese Linien beschreiben nur das Verhalten eines kleinen Teils der Gesamtzahl der Elektronen.

Die Auswertungen der Aufnahmen mit parallel eingefangenen magnetischen Feldern zeigt Abb. 5. Die Auswertung 5 a weicht von allen übrigen ab. Zu diesem frühen Zeitpunkt der Entladung bestehen noch keine zusammenhängenden Gebiete der maximalen Elektronendichte. Die α - und β -Schnitte geben diese Verteilung nicht wieder. Zu diesen Zeitpunkten ist die Aussage von Schmieraufnahmen der Interferenzstreifenverschiebung fragwürdig. Im weiteren Verlauf der Entladung bildet sich aus den einzelnen Kanälen hoher Elektronendichte ein einziger Schlauch maximaler Dichte. Dies zeigen die Abb. 5 b und 5 c. Bei diesen beiden Auswertungen ist die Verteilung der Dichtegradienten in der α -Richtung ähnlich der Verteilung beim antiparallelen Feld.

Der Vergleich der Auswertungen 4 und 5 deutet in der Anfangsphase der Entladung auf eine bessere Rotationssymmetrie der Elektronendichteverteilung beim antiparallelen Feld. Das Symmetriezentrum liegt meist außerhalb der Mitte des Entladungs-

gefäßes. Aus Messungen der Elektronendichte in der α - und β -Ebene kann während der ersten 200 nsec nach der ersten maximalen Kompression nicht auf die quantitative Dichteverteilung im übrigen Gefäßquerschnitt geschlossen werden.

Aufnahmen „Nullter Ordnung“

Die Bezeichnung „Nullter Ordnung“ weist auf die Einstellung des Interferometers bei diesen Aufnahmen hin. Alle Spiegel des Gerätes stehen zueinander parallel. Für die interferierenden Wellen tritt kein Phasenunterschied in Abhängigkeit vom Spiegel-durchmesser auf. Es interferieren nur zwei Phasen-ebenen konstanter Phasendifferenz $\Delta\varphi$. Sind die Lichtwege für den Vergleichsstrahl und den Meßstrahl (ohne Plasma) abgeglichen, ist $\Delta\varphi = 0$. Aufnahmen der Interferenzen bei dieser Einstellung des Interferometers werden als Aufnahmen „Nullter Ordnung“ bezeichnet. Die zu beobachtenden Interferenzstreifen sind Orte gleicher Elektronendichte. Die in dieser Arbeit vorgelegten Schwarz-Weiß-Aufnahmen (siehe Abb. 6 und 7) dienen nur zur Veranschaulichung der Methode und können zur Beurteilung der radialen Symmetrie der Elektronendichteverteilung verwendet werden. Der Spulenschlitz befindet sich bei diesen Aufnahmen auf der linken Seite jedes Bildes.

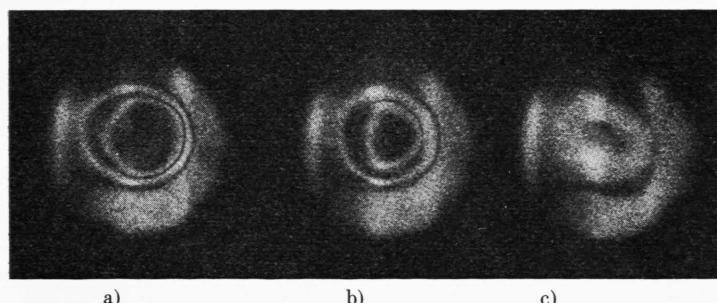


Abb. 6. Aufnahmen „Nullter Ordnung“ bei eingefangenen antiparallelen Magnetfeldern;

$$\begin{aligned} t_a &= +40 \text{ nsec}, & t_b &= +230 \text{ nsec}, \\ t_c &= +470 \text{ nsec}. \end{aligned}$$

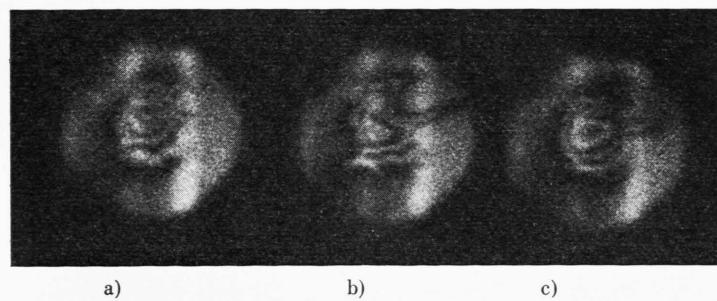


Abb. 7. Aufnahmen „Nullter Ordnung“ bei eingefangenen parallelen Magnetfeldern;

$$\begin{aligned} t_a &= -80 \text{ nsec}, & t_b &= +110 \text{ nsec}, \\ t_c &= +340 \text{ nsec}. \end{aligned}$$

Die Aufnahmen der Abb. 6 zeigen die Elektronendichteverteilungen bei antiparallelen Magnetfeldern. Die kleineren Anstiege der Elektronendichte auf der Seite des Spulenanschlusses sind wie bei den Auswertungen in Abb. 4 gut zu erkennen. Die Abb. 7 stellt Dichteverteilungen bei parallelen Magnetfeldern zu Zeiten kurz vor und nach der ersten maximalen Kompression dar. Auch hierbei ist die Symmetrie der Elektronendichte im Vergleich zu Abb. 6 schlecht.

Bei der Beurteilung der Aufnahmen ist zu beachten, daß sie integrale Dichtewerte darstellen. Des-

wegen kann daraus nicht unbedingt auf eine gleiche Verteilung der Elektronendichte in der Spulenmitte geschlossen werden. Im Hinblick auf die Auswertungen in Abb. 4 und 5 b und die Aufnahme 6 erscheint die Voraussetzung der radialen Symmetrie der Elektronendichte als eine erfüllbare Bedingung.

Herrn Prof. Dr. A. SCHLÜTER und Herrn Prof. Dr. E. FÜNFER danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit, sowie Herrn Dr. C. ANDELFINGER für seine vielfältige Unterstützung bei der Durchführung.

Blitzlicht-Photolyse des NH₃ im Vakuum-UV (II)

Von F. STUHL und K. H. WELGE

Aus dem Institut für Physikalische Chemie der Universität Bonn
(Z. Naturforsch. 18 a, 900—906 [1963]; eingegangen am 15. Juni 1963)

Frühere Untersuchungen über die Bildung des NH-Radikals bei der Blitzlichtphotolyse des NH₃ in der Gasphase im Vakuum-UV¹ wurden unter verbesserten Bedingungen weitergeführt. Dabei wurde erstmals eine Anordnung verwendet, bei der das Reaktionsrohr vom Entladungsraum durch eine Fensterreihe aus LiF vakuundicht getrennt ist, und die eine zeitliche Auflösung von wenigen μ sec besitzt.

Das NH-Radikal tritt unmittelbar nach dem Photolyseblitz auch bei kleinen NH₃-Drucken (0,1 Torr) in voller Konzentration im $^3\Sigma^-$ -Grundzustand auf. Da innerhalb der kürzesten Meßdauer Sekundärreaktionen ausgeschlossen sind, wird das Radikal im Vakuum-UV primär gebildet. Etwa 10% der NH-Radikale befinden sich im ersten Schwingungszustand ($^3\Sigma^-, v''=1$).

Entweder entstehen die NH-Radikale unmittelbar im $^3\Sigma^-$ -Grundzustand



oder der Prozeß



muß in weniger als 10 Stößen NH/NH₃ möglich sein.

Schnelle Sekundärreaktionen des NH mit NH₃, NH₂, NH und H₂ treten nicht auf. Bei NH₃-Drucken von 0,1 bis 8 Torr bleibt die NH-Konzentration bis 30 μ sec nach dem Photolyseblitz konstant. Zusätze von Argon, Wasserstoff und Stickstoff bis 400 Torr beeinflussen die primär entstehende NH-Menge und die zeitliche Konstanz nicht.

Die Relaxation des ersten NH-Schwingungszustandes ($v''=1 \rightarrow v''=0$) erfordert mehr als $1 \cdot 10^5$ Stöße mit Ar, N₂ und H₂.

In einer früheren Arbeit (I) wurde über Untersuchungen der NH₃-Blitzlicht-Photolyse im Vakuum-UV in der Gasphase berichtet¹. Bei Belichtungen durch CaF₂-Fenster traten außer NH₂ auch NH-Radikale unmittelbar nach dem Photolyseblitz mit maximaler Konzentration auf, die zum Teil schwangeregt sind. Belichtungen durch Suprasil- und Herasil-Quarzfenster, d. h. oberhalb etwa 1600 bzw. 2000 Å, ergaben nur das NH₂-Radikal. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von DRESSLER und SCHNEPP, welche NH₃ in fester Phase be-

strahlten², wurde vermutet, daß das NH als primäres Dissoziationsprodukt gebildet wird. Um die Radikalentstehung durch Sekundärreaktionen mit Sicherheit ausschließen zu können, reichte das zeitliche Auflösungsvermögen von etwa 10–15 μ sec nicht aus.

Besondere Schwierigkeiten entstanden dadurch, daß die CaF₂-Fenster nur für eine Belichtung benutzt werden konnten, weil sie ihre Durchlässigkeit nach 2–3 Belichtungen bis mindestens 1550 Å vollständig verloren; wie spätere Untersuchungen ergaben³,

¹ K. D. BAYES, K. H. BECKER u. K. H. WELGE, Z. Naturforschg. 17 a, 676 [1962].

² K. DRESSLER u. O. SCHNEPP, J. Chem. Phys. 32, 1682 [1960].

³ D. KLEY, F. STUHL u. K. H. WELGE, Z. Naturforschg. 18 a, 906 [1963], nachstehend.