

Plasmaparameter in der Anfangsphase eines Q-switch-Laser-Funkens in Stickstoff

I. Meyer und P. Stritzke

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

Z. Naturforsch. **34 a**, 441–451 (1979) ; eingegangen am 22. Juli 1978

Plasmaparameters in the Initial Stages of Plasmas produced by a Q-switch Laser in Nitrogen

An experimental investigation of the breakdown in Nitrogen at 1.5 atm under intense radiation from a Q-switched Nd: glass Laser (peak power 1 MW) is presented. Two main techniques were used: Spectroscopic methods gave information on the axial and radial growth of the emitted light intensities. The image converter streak technique and Schlieren photography were used to investigate the propagation of the shock waves. This paper includes the radial and temporal distribution of the plasmaparameters temperature and electron density in the focus region, but also in distances of 240 μm from the focus. It was found that local thermal equilibrium is established within about 10–14 ns, but only in a small part of the spark.

Einleitung

Es ist charakteristisch für lasererzeugte Plasmen, daß erst ab einer Schwellleistung der Laserstrahlung beim Brennpunkt der Fokussierungslinse ein voll-ionisiertes Plasma entsteht [1]. Unter der Wirkung des Laserlichts wächst das Plasma mit einem Vielfachen der Schallgeschwindigkeit über das Fokussvolumen hinaus und erreicht eine Ausdehnung von mehreren Millimetern [2, 3]. Die Entstehung der Plasmen und die Ursachen für die Ausbreitung der Plasmen wurden in zahlreichen Arbeiten beschrieben [4–10]. Allerdings ist es bisher nicht gelungen, z. B. die Ausbreitungsmechanismen der Plasmen in Gasen für einen weiten Bereich der Versuchsparameter quantitativ zu fassen. Dies liegt nicht zuletzt daran, daß die orts- und zeitabhängigen Größen zur Beschreibung der Plasmen, wie Temperatur, Dichte oft nur in Teilbereichen des räumlich sehr schnell veränderlichen Funkens gemessen werden können. Arbeiten über radiale Teilchendichtemessungen und Temperaturangaben zu frühen Zeitpunkten der Plasmaentwicklung finden sich in [11, 12], nicht radial aufgelöste Temperaturangaben und Elektronendichten in [13, 14].

Ziel dieser Arbeit ist es, mit Hilfe spektroskopischer Methoden aus der Analyse des vom Plasma emittierten Lichts die radialen und axialen Temperatur- und Dichteverteilungen unter der Einwirkung des Laserlichts für die ersten 35 ns nach dem Durch-

bruch zu bestimmen. Es wird überprüft, ob und in welchen Zeiten sich lokales, thermisches Gleichgewicht (LTE) einstellt.

A. Experimentelle Grundlagen

1. Der Laser

Es wurde ein Neodymglass-Laser im Q-switch-Betrieb verwendet, dessen Aufbau in [8, 15] beschrieben ist. An Stelle des passiven Modulators wurde eine Pockelszelle und ein Glan-Polarisator gesetzt. Der Laser sendet einen gaußförmigen Impuls von 130 ns Gesamtdauer und 1 MW Spitzenleistung aus. Die Impulse sind bis auf 5% in ihrem Verlauf reproduzierbar. Zur Fokussierung der Strahlung wurde ein korrigiertes und entspiegeltes Linsensystem mit 2 cm Brennweite benutzt. Die Divergenz des Laserstrahls wurde durch Beschießen von geschwärztem Photopapier in verschiedenen Entfernungen bestimmt und beträgt $\alpha = 3,5 \text{ mrad}$. Der Querschnitt des Laserstrahls A unmittelbar vor der Fokussierungslinse beträgt 3,5 mm. Der Radius des Brennflecks des Linsensystems, das den Laserstrahl fokussiert, ergibt sich zu $r_0 = f \cdot \alpha / 2 = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$. Die Leistungsdichte im Fokus ist zeitabhängig und beträgt zum Zeitpunkt der Plasmaentstehung $\approx 10^8 \text{ W/cm}^2$.

2. Meßprinzip und Intensitätsprofile

Abbildung 1 zeigt ein zeitintegriertes Photo des Funkens. Zur Bestimmung der Plasmaparameter wird zu bestimmten Zeitpunkten „side on“ die Intensitätsverteilung des emittierten Lichtes einer N_{II} -Linie (einfach ionisierter Stickstoff) und des Brems-

Sonderdruckanforderungen an Dr. P. Stritzke, Ottersbekallee 27, D-2000 Hamburg 19. Es wird gebeten, womöglich Sonderdrucke zu bestellen statt die Arbeit zu kopieren.

0340-4811 / 79 / 0400-0441 \$ 01.00/0



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.

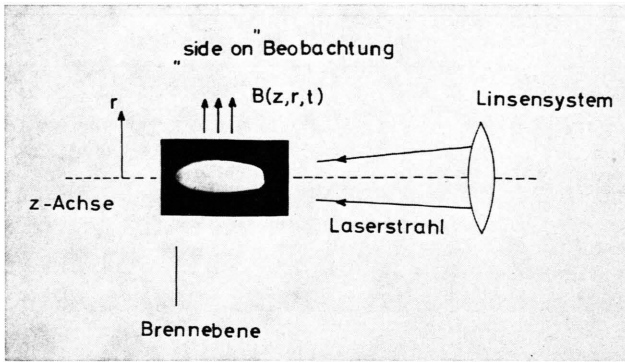


Abb. 1. Schematische Darstellung der experimentellen Anordnung mit zeitintegriertem Bild eines Funkens, erzeugt mit Hilfe des Q-switch-Lasers in Stickstoff bei 1,5 atm Druck. Das Plasma bekommt durch die Wirkung der fokussierten Laserstrahlung eine längliche Gestalt.

und Rekombinationskontinuums als Funktion des Radius (Auflösung $12,5 \mu\text{m}$) entlang der z -Achse gemessen. Alle Plasmadaten werden aus örtlich und zeitlich aufgelösten absoluten Intensitätsprofilen, wie sie z. B. Abb. 2 zeigt, gewonnen. Die Meßanordnung, mit der die Profile erhalten wurden, ist zum Teil in [16], genauer in [17] beschrieben.

Die Abb. 2 und 3 wurden erhalten, indem ein etwa $12,5 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ großes Flächenelement des Plasmas auf den Eintrittsspalt eines Gittermonochromators abgebildet wurde. Am Austrittsspalt des Monochromators befindet sich ein Multiplier, der die zeitliche Entwicklung des emittierten Lichtes verfolgt. In Abb. 2 zeigt die obere Kurve die Emission einer N_{II} -Linie bei 5000 \AA und die ihr unterlagerte Kontinuumsstrahlung im Fokusbereich. Die untere Kurve

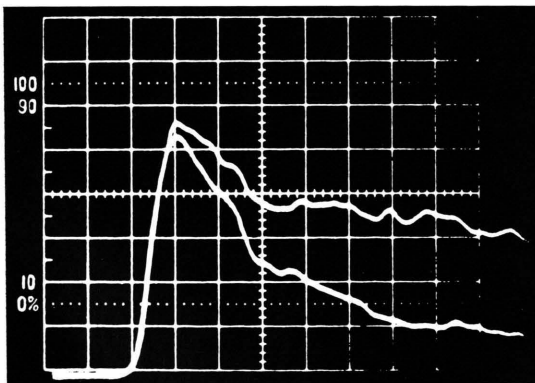


Abb. 2. Multipliertoszillogramm des zeitlichen Verlaufs der Lichtemission des Funkens. Abszisse 5 nsec/skt. Ordinate 0,1 V/skt. Obere Kurve: Linienstrahlung plus Kontinuumsstrahlung bei 5000 \AA . Untere Kurve: Kontinuum bei 5050 \AA .

zeigt allein die Emission des Kontinuums bei 5050 \AA . Die Differenz beider Kurven gibt also den absoluten Betrag der Linienstrahlung an. Man sieht, daß die Lichtemission in den ersten ns der Plasmaentwicklung hauptsächlich aus Kontinuumsstrahlung besteht, was auf eine sehr hohe Elektronendichte (Bremskontinuum) hindeutet. Der Lichtanstieg geht innerhalb weniger ns vor sich. Erst kurz nach Erreichen des Maximums kann die Linienstrahlung von der Kontinuumsstrahlung getrennt werden. Der weitere Abfall der Gesamtstrahlung ist dadurch bedingt, daß im Plasma an dieser Stelle (Fokus) infolge von Expansion und Wachstum zur Linse hin (siehe Abb. 1) weniger Lichtquanten der von außen kommenden Laserstrahlung absorbiert werden, und die Abnahme der Elektronendichte durch Rekombination die Neuionisation durch die Laserstrahlung überwiegt.

Die räumlichen Strukturen werden in den aus vielen Oszillogrammen zusammengesetzten Profilen wie in Abb. 3 erkennbar. Verfolgt man z. B. die zeitliche Entwicklung der radialen Intensitätsverteilung allein im Fokus, so sieht man, daß die Verteilung symme-

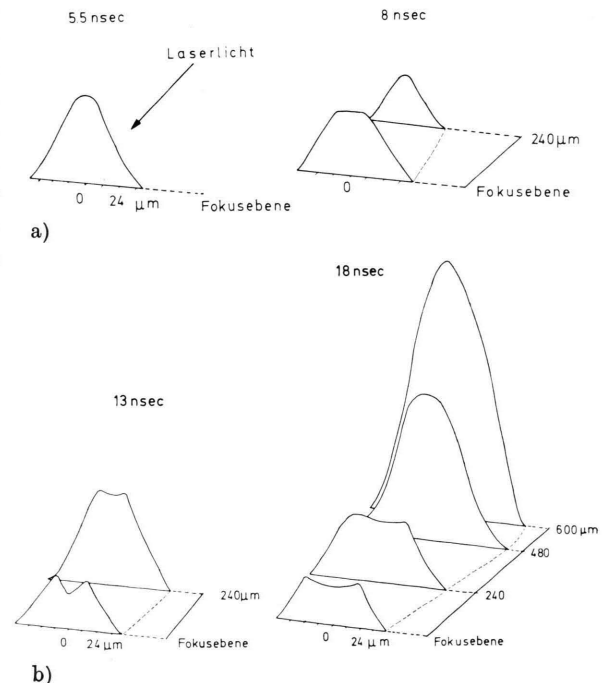


Abb. 3. Beispiel für radiale Intensitätsprofile (Linie plus Kontinuum bei 5000 \AA) zu verschiedenen Zeitpunkten an den Stellen $240 \mu\text{m}$, $480 \mu\text{m}$ und $600 \mu\text{m}$ vor dem Fokus. Für ein radial aufgelöstes Intensitätsprofil wurden etwa 100 Aufnahmen herangezogen.

trisch zur optischen Achse ist und anfangs monoton abfällt, siehe Abb. 3 oben links. Daraus entwickelt sich innerhalb von wenigen ns eine Intensitätsverteilung mit einem Minimum in der Achse des Funkens. Verfolgt man die axiale Entwicklung des Funkens, so sieht man ferner, daß nicht im Fokus, sondern weit außerhalb optimale Anregungs- und Ionisationsbedingungen herrschen. Die Zeitangaben beziehen sich auf den Zeitpunkt als Nullpunkt, an dem der Durchbruch im Fokus erfolgte. Dieser setzt im Fokus 32 ns nach Beginn des Laserimpulses ein, wie anhand von Abb. 4 Kurve a und b zu sehen ist. Kurve a zeigt allein den zeitlichen Verlauf der Laseremission, Kurve b zeigt den Intensitätsverlauf des Lasers in Transmission. Kurve c ist ein Maß für die absorbierte Laserleistung (siehe Kapitel D).

3. Methoden zur Bestimmung des Gleichgewichts und der Plasmaparameter

Es wird vorausgesetzt, daß im Plasma LTE existiert sobald die Temperaturen aller Partikel gleich sind. Alle Rechnungen, insbesondere die Bestimmung der Plasmaparameter, werden unter dieser Voraussetzung durchgeführt. Dies wird kontrolliert, indem neben der Analyse der Linienstrahlung auch die Kontinuumsstrahlung zur Bestimmung der Temperaturen und Elektronendichten herangezogen wird. Bei Übereinstimmung der Werte kann auf die Existenz von LTE geschlossen werden. Die Voraussetzung, die in [18–20] beschriebene Methodik anzuwenden, ist gewährleistet, da die Intensitätsverteilung des Plasmas symmetrisch zur Funkenachse ist und als rotationssymmetrisches Problem behan-

delt werden kann (siehe Abb. 3), die Achse geht in dieser Darstellung durch $r=0$). Nach Tholl [19] wurde aus den gemessenen Intensitätsverteilungen $B(r, z, t)$ mittels des Kreisringverfahrens der spektrale Emissionskoeffizient $\epsilon(r, z, t)$ berechnet. Dabei gilt folgende Integralgleichung:

$$B(y, z, t) = 2 \int_0^{\sqrt{R_0^2 - y_0^2}} \epsilon_L(r, z, t) dx \quad (\text{erg sec}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2})$$

mit R_0 = Radius des Plasmas zum Zeitpunkt t . $B(y, z, t)$ wird nach Wahl eines geeigneten Koordinatensystems in x -Richtung im Abstand y vom Plasmamittelpunkt am Ort z der optischen Achse gemessen. ϵ_L ist der spektrale Emissionskoeffizient für Linien- bzw. Kontinuumsstrahlung, der aus obiger Integralgleichung berechnet werden kann. Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieses Verfahrens ist, daß das Plasma für das emittierte Licht optisch dünn ist. Mit Hilfe der „Spiegelmethode“ nach Rompe und Steenbeck [21] wurde diese Voraussetzung geprüft und bestätigt [15].

Im Zustand des thermischen Gleichgewichts wurde die Intensität der Linienstrahlung und Kontinuumsstrahlung [22] absolut berechnet. Bei der Kontinuumsstrahlung wurde dabei der für Stickstoff experimentell ermittelte Korrekturfaktor berücksichtigt [23].

4. Fehlerbetrachtung

Die radialen Intensitätsverteilungen an verschiedenen Punkten der optischen Achse in Abb. 3 werden in Form einer Punktverteilung gewonnen, wobei jeder Punkt aus der Messung an einem erzeugten Funken hervorgeht. Die Streuung der Meßpunkte ist ein Maß für die Reproduzierbarkeit und ist in erster Linie zeitabhängig. Um brauchbare Kurven zu bekommen, müssen zu Anfang der Plasmaentwicklung erheblich mehr Punkte, insbesondere um die Maxima der Verteilung und am Rand der Verteilung, gemessen werden als zu späten Zeitpunkten. Die Kurven wurden als dann ausreichend bewertet, wenn die Streuung im Mittel ca. 10%–15% betrug. Systematische Fehler werden durch Anwendung des sog. „Kreisringverfahrens“ zur Bestimmung der spektralen Emissionskoeffizienten aus der integral gemessenen Intensitätsverteilung von ca. 20% verursacht. Weitere systematische Fehler ergeben sich durch Überlagerung von Strahlungsarten, die in der Rechnung nicht berücksichtigt werden können. Ein Maß für die dennoch gute erreichte Genauigkeit sind die

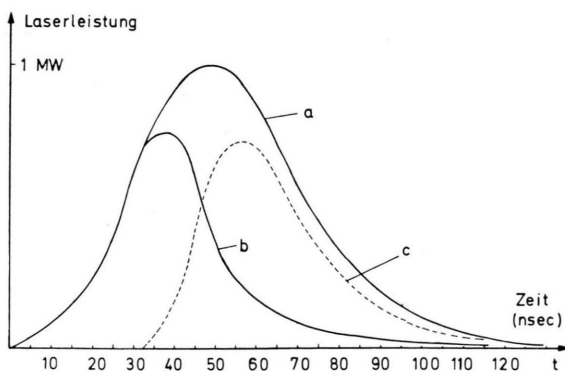


Abb. 4. Kurve a: Zeitlicher Verlauf der Laserleistung am Ort der Plasmabildung, Kurve b: zeitlicher Verlauf der durch den Funken hindurchgehenden Laserleistung (Transmissionsmessung); Kurve c: zeitlicher Verlauf der im gesamten Plasma absorbierten Laserleistung.

durch verschiedene Verfahren bestimmten Temperaturwerte, die zu Anfang der Plasmaentwicklung zu ca. 20%, zu späteren Zeitpunkten im Mittel zu besser als 10% bestimmt wurden.

B. Experimentelle Ergebnisse

1. Temperaturverteilungen und LTE

Die in Abb. 3 gezeigten Intensitätsprofile (Linie plus Kontinuum) wurden ergänzt durch Messungen des Kontinuums bei 5050 Å. Nach dem oben beschriebenen Verfahren wurden die Temperaturen für die 3 Zeitpunkte der Plasmaentwicklung in Abb. 5 als Funktion des Radius bestimmt. Die Zeitangaben in Abb. 5 beziehen sich in diesem Fall auf den Zeitpunkt, an dem das Plasma bei seiner Expansion entlang der z -Achse (Abb. 1) den Ort 240 μm erreicht hat. Eine Temperaturbestimmung ist bei 7,5 ns mit Hilfe der Linien- und Kontinuumsstrahlung nur am Rand möglich. In der Mitte des Funkens ($r=0$) weichen die Temperaturwerte um mehrere Größenordnungen voneinander ab. Zu den Zeitpunkten 12,5 ns und 17,5 ns findet man gute Übereinstimmung der Temperaturwerte. Lediglich am Rand des Plasmas (20 000 K) hat man sehr große systema-

tische Fehler durch die Differenzbildung fast gleich großer Strahlungsarten (siehe Kapitel A 2). In diesem Fall sind die Werte, die aus den Kontinuumsmessungen bestimmt werden, als am besten gesichert anzusehen. Aus Abb. 5 ist zu sehen, daß für die ersten 10 ns LTE kaum angenommen werden kann. Etwa ab 13 ns gilt $T_{\text{ion}} = T_{\text{el}} = T$.

In Abb. 6 a–f sind die Temperaturprofile über der Funkenachse und den Radius zu verschiedenen Zeitpunkten aufgetragen. Die Gebiete, in denen LTE am Rand und Ungleichgewicht in der Mitte existiert, sind schraffiert wiedergegeben. 13 ns nach Beginn der Plasmaentwicklung existiert nur im Fokus Gleichgewicht. Im Gebiet bei 240 μm hat sich nach 18 ns Gleichgewicht eingestellt. Die Temperaturen sind dort höher als im Fokus, wo die Temperaturen bei 18 ns allerdings auch etwas gestiegen sind. Dieses eben beschriebene Wachstum des Plasmas entgegen der Richtung des Laserstrahls mit einer anfänglichen Phase des Ungleichgewichts setzt sich fort bis zum Zeitpunkt 25 ns. An der Stelle 600 μm ist die Einstellzeit für LTE einige 10 ns länger als in den übrigen Abschnitten auf der optischen Achse. Nur in diesem Abschnitt konnte in verstärktem Maße Linienstrahlung von N_{III} , N_{IV} und N_{V} beobachtet werden. Ob diese Tatsache auf Grund einer örtlich und zeit-

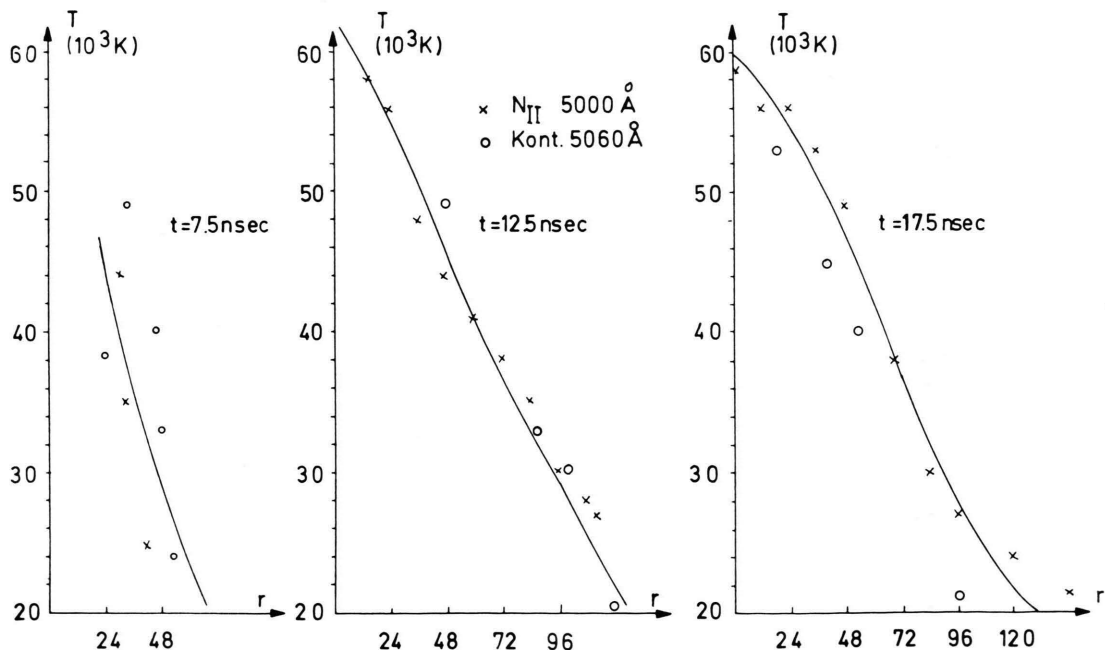
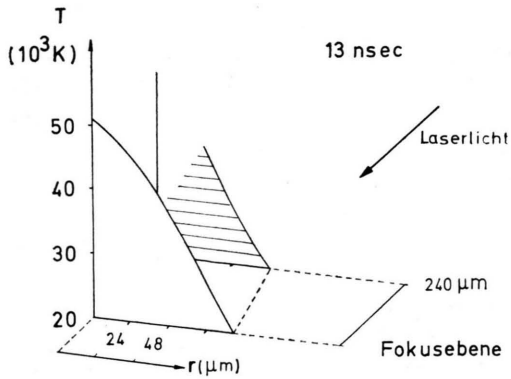


Abb. 5. Radiale (r in μm) Temperaturprofile 240 μm von der Brennebene entfernt zu verschiedenen Zeiten. Ausgewertet wurde die absolut gemessene Linienstrahlung bei 5000 Å und des Kontinuums bei 5050 Å.

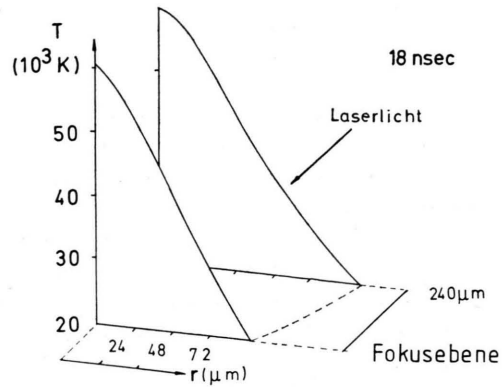
lich nicht mehr auflösbaren anomalen Modenstruktur des Lasers entsteht, oder durch Selbstfokussierungs- bzw. Multifokuseffekte zu erklären ist, konnte mit den zur Verfügung stehenden Methoden nicht geklärt werden.

2. Elektronendichteprofile

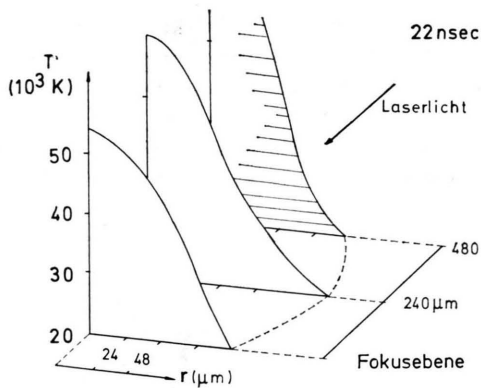
In Abb. 7 a–d sind die radialen Dichte-Halbprofile an verschiedenen Abschnitten des Funkens und zu verschiedenen Zeiten aufgetragen. Dabei wurden



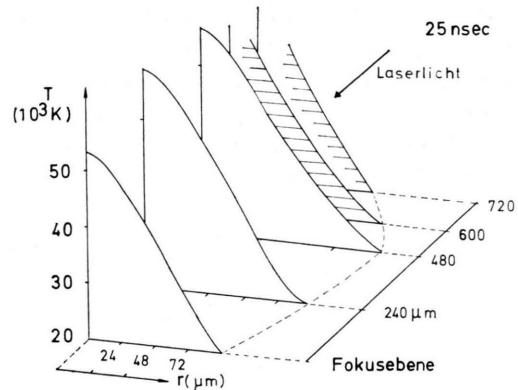
a)



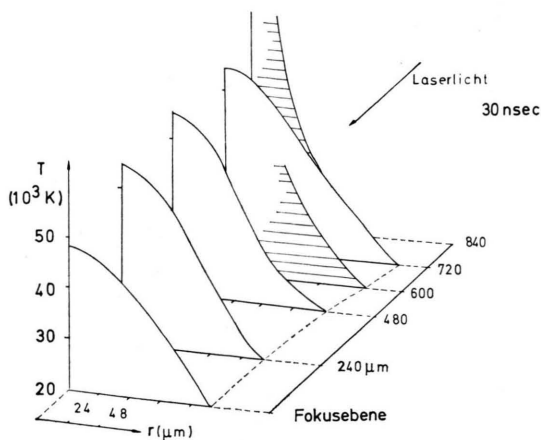
b)



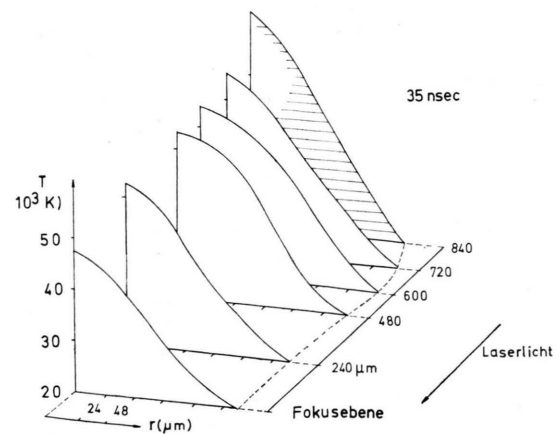
c)



d)



e)



f)

Abb. 6 a–f. Radiale Temperaturprofile. Die schraffierten Gebiete deuten diejenigen Gebiete an, in denen kein LTE herrscht.

nur Zeitpunkte berücksichtigt, an denen bereits LTE nachgewiesen wurde. Kennzeichnend für alle Elektronenprofile ist die Einsattelung in der Mitte des Plasmas. Ursache hierfür sind die in Abb. 6 a–f gezeigten Temperaturgradienten. Danach steigt infolge Ionisation vom Rand des Plasmas aus gesehen zur Funkenmitte hin mit steigender Temperatur die Elektronendichte an (gemäß den Saha-Gleichungen) und erreicht bei der Normtemperatur T^* ein Maximum¹. Für $T > T^*$ werden zwar noch höhere Ionisationsstufen gebildet, doch überwiegt die Abnahme der Dichte der Elektronen durch gleichzeitige Expansion des Plasmas.

3. Druckverteilung im Plasma

In Tab. 1 sind die im Plasma zu verschiedenen Zeiten entlang der Funkenachse bestimmten Drucke aufgetragen. Die Werte sind normiert auf den Anfangsdruck im ungestörten Gas mit $p_0 = 1,5$ atm. Betrachtet man zunächst die zeitliche Entwicklung in der Brennebene, so sieht man, daß der Druck innerhalb der Meßgenauigkeit fast konstant ist. Dies liegt daran, daß das Laserlicht nicht völlig vom Plasma zwischen dem Fokusgebiet und der Linse absorbiert wird, sondern Energie an die Elektronen in der Brennebene durch Frei-frei Übergänge der Elektronen im Feld der Ionen abgibt. Dies führt zur Temperaturerhöhung und Neuionisation und würde zur Druckerhöhung führen, wenn nicht zugleich das Plasma expandierte. Das Produkt aus Teilchendichten und Temperatur (\propto Druck) bleibt also im Beobachtungszeitraum etwa konstant. Im Gegensatz dazu fällt in Plasmen, die ungestört expandieren und nicht

in Wechselwirkung mit der Laserstrahlung stehen – wie z. B. Plasmen die mit sehr kurzen Impulsen (einige ps–1 ns) erzeugt werden – der Druck mit $p^{-1,2}$ ab [17]. Dieses Potenzgesetz ist allein auf die Volumenänderung durch Expansion zurückzuführen. Die weitere Betrachtung der Tab. 1 läßt erkennen, daß am Ort $600 \mu\text{m}/22 \text{ ns}$ im Gegensatz zur Fokusebene auch eine starke Druckänderung gemessen wurde. Der anfänglich hohe Überdruck von ca. $157 p_0$ sinkt innerhalb weniger ns auf ca. $77 p_0$. Erst dann bleibt der zeitliche Druckverlauf wie in der Fokusebene konstant.

Die in Tab. 1 gemessenen Drucke sind Werte, wie sie im Gleichgewicht des Plasmas existieren. Da aber innerhalb der ersten Nanosekunden der Plasmabildung die Druckbestimmung mit spektroskopischen Methoden nicht möglich ist, soll eine Extrapolation für die Anfangsphase nach der Stoßwellentheorie vorgenommen werden. Wichtigste Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieser Methode ist, daß das Plasma nicht mehr in Wechselwirkung mit dem Laserlicht steht und sich die innere Energie des Plasmas nicht mehr ändert. Aus diesem Grund wurde die radiale Ausbreitungsgeschwindigkeit des Plasmas aus dem zeitabhängigen Plasmaradius, wie er aus den Temperaturprofilen (Abb. 5) folgt, erst dann gemessen, wenn der Plasmadurchmesser größer als der Lichtkegel der Linse ist. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit beträgt z. B. für $z = 600 \mu\text{m}$ und $t = 10 \text{ ns}$ ca. $6,5 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$. Nimmt man an, daß die innerhalb des Plasmas auftretenden Druckgradienten klein sind und der Druck am Plasmarand gleich dem Druck im Plasma selbst ist, so ergibt sich nach der Rankine-Hugoniot-Beziehung für das Druckverhältnis

$$p/p_0 = \frac{2\bar{\gamma}}{\bar{\gamma}+1} \frac{v^2}{c_0^2} \frac{\bar{\gamma}-1}{\bar{\gamma}+1} \quad (1)$$

Da das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei höheren Drucken und Temperaturen nicht wie im

¹ Der Begriff „Normtemperatur“ stammt aus dem astrophysikalischen Sprachgebrauch und wird in dem sog. „Mittlerand-Variation“- oder „Normtemperaturverfahren“ angewandt. Die Anwendung des Verfahrens setzt u. a. voraus, daß die gemessenen Emissionskoeffizienten in ihrem radialen Verlauf ein ausgeprägtes Maximum und Minimum besitzen. Hinsichtlich Bezeichnungsverfahren sei auf R. W. Lenz, Z. Physik **129**, 327 (1951) verwiesen.

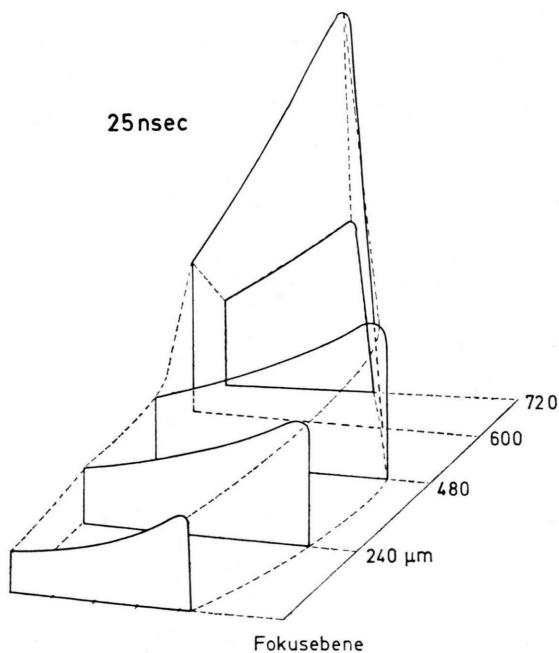
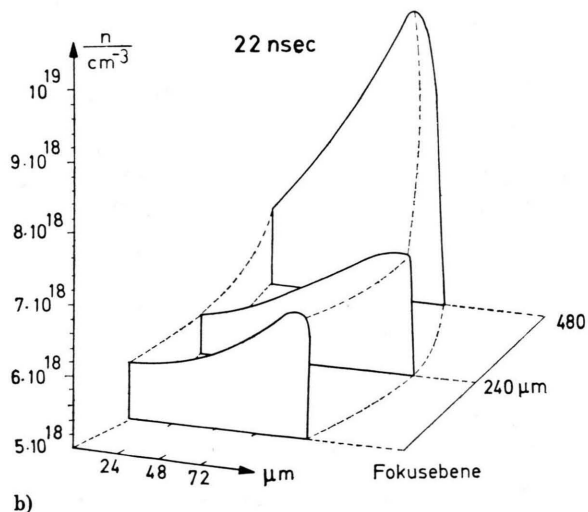
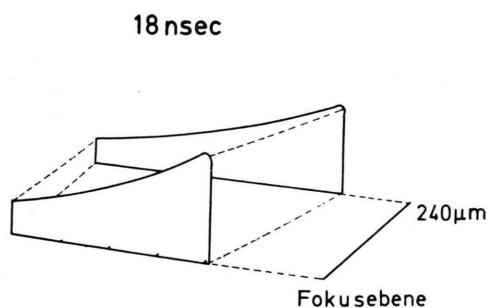
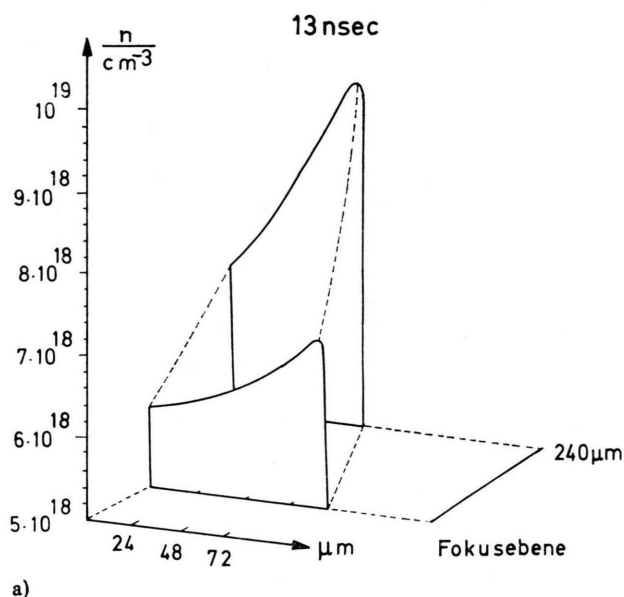
Ort (μm)	Zeit (nsec)					
	13	18	22	25	30	35
840	—	—	—	—	$92 \pm 50\%$	$85 \pm 20\%$
720	—	—	—	$77 \pm 7\%$	$61 \pm 8\%$	$49 \pm 5\%$
600	—	—	$157 \pm 50\%$	$77 \pm 40\%$	$68 \pm 30\%$	$63 \pm 9\%$
480	—	—	$94 \pm 40\%$	$56 \pm 10\%$	$53 \pm 4\%$	$41 \pm 4\%$
240	$97 \pm 30\%$	$45 \pm 8\%$	$46 \pm 5\%$	$47 \pm 4\%$	$46 \pm 5\%$	$44 \pm 5\%$
0	$44 \pm 15\%$	$42 \pm 8\%$	$47 \pm 7\%$	$40 \pm 9\%$	$40 \pm 5\%$	$38 \pm 4\%$

Tab. 1. Druckverteilung entlang der Funkenachse in Einheiten p/p_0 ; $p_0 = 1,5$ atm.

idealen Gas berechnet werden kann, wird $\bar{\gamma}$ eine komplizierte Funktion der Temperatur und des Drucks und variiert zwischen den Werten 1,4 und 1,8. Für $\bar{\gamma} = 1,6$ und $c_0 = 3,49 \cdot 10^4$ cm/sec ergibt sich $p/p_0 = 344 \pm 30\%$. Dieses Verhältnis wird etwa 2 ns nach der Plasmabildung erreicht und fällt dann innerhalb weiterer 10 ns auf den mit spektroskopischen Methoden bestimmten Wert von $p/p_0 = 175$.

C. Vergleich mit anderen Autoren

Ein Vergleich der in dieser Arbeit mit hoher Zeit- und Ortsauflösung bestimmten Plasmaparameter mit Werten anderer Autoren ist problematisch, da in der Regel unter völlig verschiedenen experimentellen Bedingungen gearbeitet wurde. Experimentell ermittelte Elektronentemperaturen (keine radiale Auflö-



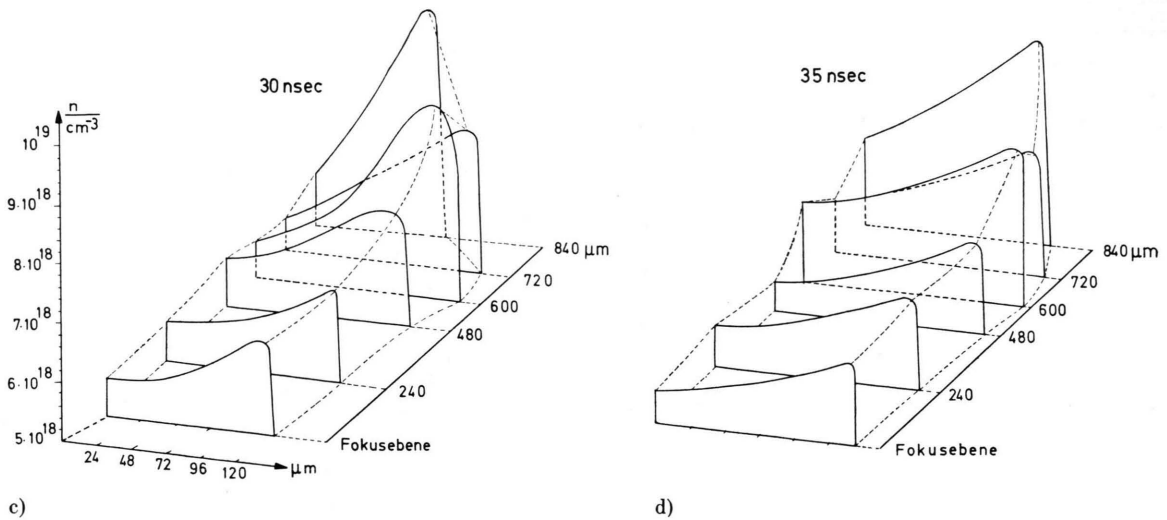


Abb. 7 a–d. Radiale Halbprofile der Elektronendichten im Zustand des LTE.

sung) liegen in einem Wertebereich von $3 - 6 \cdot 10^3$ bis $7 \cdot 10^5$ K [24, 25]. Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, daß zu Beginn der Plasmabildung sehr hohe Temperaturgradienten herrschen (siehe z. B. Abbildung 6 d). Die Angabe einer mittleren Temperatur stellt somit nur eine grobe Näherung dar. Am besten vergleichbar mit den Ergebnissen dieser Arbeit sind Messungen von Komissarova, Ostrovskaya und Shapiro [14], die aus der Dynamik der Plasmaexpansion eine axiale Temperaturverteilung bestimmt haben, deren Maximum ca. 3 mm vom Fokus entfernt in der Größenordnung von 25 000 – 30 000 K (35 ns nach dem Durchbruch) liegt. Der Vergleich mit dieser Arbeit zeigt ein qualitativ gleiches Ergebnis: Nicht im Fokus, sondern außerhalb dessen werden die Maximalwerte der Temperaturen und Elektronendichten erreicht (vgl. Abb. 6 und 7). Da außerhalb der Brennebene die Laserleistungsdichte kleiner als im Fokus ist, reicht die Laserstrahlung allein nicht zur Klärung dieses Effektes aus. Eine Erklärung wäre, daß das im Fokus erzeugte Plasma schon bei Temperaturen unter 100 000 K Strahlung aussendet, die das umgebende Gas ionisiert. Da die Absorption von Laserlicht im umliegenden zum Teil schon ionisierten Gas in 1. Näherung proportional zum Quadrat der Elektronendichten ist, findet somit auch außerhalb der Brennebene erhöhte Absorption des Laserlichts statt. Das wiederum führt zu erhöhter Aufnahme kinetischer Energie (Beschleunigung) der Elektronen und damit zur Temperaturerhöhung. Wie in [15] gezeigt wurde, spielen Strahlungseffekte

eine entscheidende Rolle für die Expansion des Plasmas.

Ebenso wie die Temperaturprofile, sind die Elektronendichteprofile (Abb. 7) nur bedingt mit denen anderer Autoren vergleichbar. Jedoch zeigen die von Hugenschmidt [11] mit interferometrischen Methoden bestimmten radialen Elektronendichten qualitativ den gleichen Verlauf, wie die in dieser Arbeit gefundenen Werte. Ähnliche Verläufe fanden auch Komissarova et al. [27], die ebenfalls maximale Elektronendichten außerhalb der Brennebene feststellten.

Ein Vergleich mit elektrischen Entladungen zeigt, daß die von Tholl [18] in Wasserstoff gemessenen Elektronendichteprofile wesentlich stärker zur Mitte hin abfallen, was auf viel stärkere Temperaturgradienten als im laserinduzierten Plasma hindeutet. Vergleicht man eine elektrische Entladung in Stickstoff [20] (Anfangsdruck 300 Torr) mit dem laserinduzierten Stickstoffplasma dieser Arbeit, so zeigt sich, daß im Falle des Laserfunken die Linienstrahlung höherer Ionisationsstufen (N_{III} , N_{IV} , N_V) weitgehend vom Kontinuum verdeckt ist und nicht mehr aufgelöst werden kann, während in einer elektrischen Entladung die Strahlung der Ionenlinien bis hinauf zu N_{IV} zur Plasmadiagnostik herangezogen werden kann. Dies findet seine Erklärung darin, daß im laserinduzierten Plasma wesentlich höhere Drücke (siehe B 3) infolge schnellerer Energieeinspeisung als in einer elektrischen Entladung unter den oben genannten Bedingungen herrschen. Berechnet man

für den Fall des Q-switch erzeugten Plasmas unter der Annahme des Gleichgewichts das Intensitätsverhältnis einer N_{II} -Linie zu einer N_{III} -Linie für einen typischen Druck, so ergibt sich, daß das Intensitätsverhältnis weit mehr als 10 beträgt. Erst bei wesentlich niedrigeren Drucken als sie hier vorliegen (siehe B 3), kommt dieses Verhältnis in die Größenordnung 1. Im elektrischen Funken kann deshalb eine höhere Ionisationsstufe, z. B. N_{III} zur Plasmadiagnostik herangezogen werden. Daiber und Winans [28] stellten in zeitintegrierten Spektren fest, daß in einem Q-switch erzeugten Plasma in Stickstoff erst ab einer Laserleistung von 700 MW höhere Ionisationsstufen als N^+ zu finden sind (in unserem Fall: 1 MW).

D. Abschätzung der Energieverteilung im Plasma

1. Energie der Schockwelle

Als Untersuchungsmethode dienen Wischaufnahmen der radialen Ausdehnung des Plasmas an der Stelle $240\ \mu\text{m}$ auf der Funkenachse. Beobachtet werden die radiale Ausdehnung des Plasmas an diesem Ort und das Ablösen der Schockwelle vom Plasma und deren Weg-Zeit-Verhalten ($(R-t)$ -Wertepaare). In Abb. 8 ist die experimentelle Anordnung skizziert wiedergegeben. Als Lichtquelle für die Beleuchtung der Funken wurde eine lasergetriggerte Funkenstrecke (hier nicht eingezeichnet) benutzt. Der experimentelle Aufbau der Schlierenanordnung und eine detaillierte Beschreibung der Wischkamera ist in [29, 30] gegeben. In Abb. 8 sei deshalb nur das Prinzip solcher Experimente beschrieben. Da parallel zur Plasmaachse (z-Achse) gewischt wird, kann die radiale zeitliche Entwicklung nur desjenigen Abschnitts des Plasmas beobachtet werden, der durch

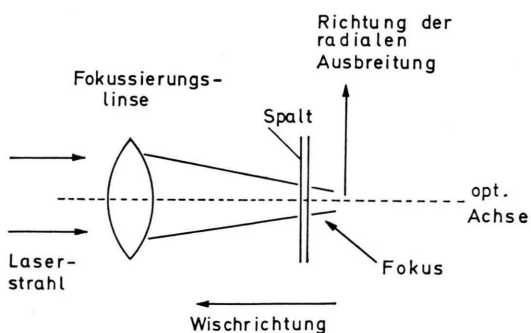


Abb. 8. Schematische Anordnung der Wischapparatur für die Aufnahme der radialen Entwicklung des Plasmas und der Schockwelle.

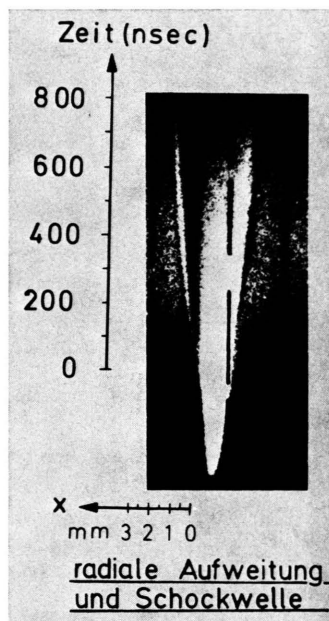


Abb. 9. Schlierenbild der Schockwellen und der zeitliche Verlauf der radialen Ausdehnung des Plasmas bei $240\ \mu\text{m}$ auf der optischen Achse. Die Zeitachse beginnt mit dem Zeitpunkt des Ablöses der Schockwelle vom Plasma.

die Position des Spaltes auf die Photokathode der Wischkamera abgebildet wird. Abbildung 9 zeigt ein fotografiertes Wischbild des Funkenplasmas und der Schockwellen. Der Zeitpunkt, an dem sich die Schockwelle vom Plasma löst, wird als Zeitnullpunkt gewählt. In Tab. 2 sind die aus Abb. 9 ermittelten $(R-t)$ -Werte aus einer Reihe von Aufnahmen tabelliert:

Tab. 2

Radius $R\ (\mu\text{m})$	Zeit $t\ (\text{ns})$	
$181 \pm 30\%$	50	für $p_0 = 1.5\ \text{atm}$ in N_2
$268 \pm 16\%$	100	
$380 \pm 6\%$	200	
$510 \pm 9\%$	300	
$587 \pm 4\%$	400	
$794 \pm 3\%$	600	
$941 \pm 4\%$	800	

Aus diesen Meßwerten läßt sich nach der Theorie von Sakurai [31, 32] ein Normierungsradius R_0 bestimmen, der in charakteristischer Weise von der Energie in der Schockwelle, von der Dichte ρ_0 des Gases und der Geometrie α abhängt. Das Verfahren zur Bestimmung dieses Normierungsradius und damit die Bestimmung der von der Schockwelle trans-

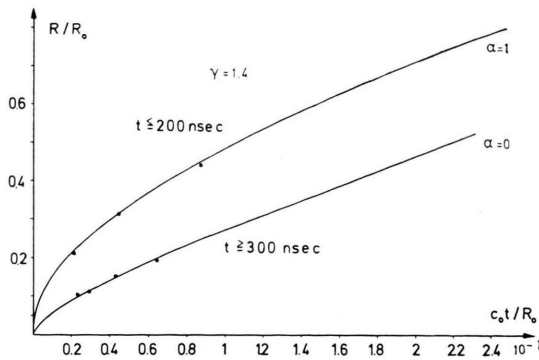


Abb. 10. Normierte $(R-t)$ -Meßwerte aus Tab. 2 und Vergleich mit der Sakurai Theorie. α ist ein Geometrieparameter; $\alpha = 0$ entspricht einer ebenen Schockwelle, $\alpha = 1$ einer zylindrischen.

portierten Energie ist ausführlich von Hohla et al. [26] diskutiert und beschrieben worden. Die in Tab. 2 mit den nach [31, 32, 26] bestimmten Radien normierten Meßwerte sind in Abb. 10 aufgetragen. Man sieht, daß für hohe Machzahlen, also zu frühen Zeitpunkten, die Schockwelle sehr gut mit der Sakuraischen Theorie beschrieben werden kann und mit $\alpha = 1$ einer Zylindergeometrie folgt. Für späte Zeiten und große Entfernungen vom Plasma kann die Schockwelle als ebene Welle ($\alpha = 0$) ebenfalls mit der Sakuraischen Theorie beschrieben werden. Die in der Schockwelle transportierte Energie ergibt sich aus dem Transformationsparameter R_0 zu $E_{\text{schock}} = 12,2 \text{ mJ/cm}$.

2. Energiebilanz

Aus den Messungen der Laserleistung in Transmission (Abb. 4) läßt sich durch Integration der Kurve C die Energie bestimmen, die vom Plasma absorbiert wurde. So ergibt sich folgende Tabelle 3.

Die vom Plasma absorbierte Gesamtenergie von 35 mJ setzt sich zusammen aus der Ionisationsenergie E_{ion} , der thermischen Energie E_{th} und der Schockwellenenergie E_{schock} . Um den numerischen Rechenaufwand zur Berechnung der ersten beiden Anteile auf eine möglichst frühe und damit übersichtliche Phase des Funkenwachstums zu beschränken, wurden die Temperatur- und Dichteverteilungen aus den Abb. 6 a und 7 a bis zum Zeitpunkt 13 ns

Tab. 3

Insgesamt vom Laser zur Verfügung stehende Energie	100 mJ
Verluste durch Reflexion am Eintrittsfenster des Rezipienten und an den Umlenkprismen	30 mJ
dem Plasma zur Verfügung stehende Energie	70 mJ
davon werden insgesamt absorbiert	35 mJ

der Berechnung zugrunde gelegt. Durch Integration der im Plasma befindlichen Dichten der Ionen und Multiplikation der so erhaltenen Teilchenzahlen mit den entsprechenden Ionisationsenergien erhält man $E_{\text{ion}} = 0,5 \text{ mJ}$, und unter Berücksichtigung der Temperaturverteilungen: $E_{\text{th}} = 0,07 \text{ mJ}$. Bei diesen Werten ist zu berücksichtigen, daß die Integration z. B. der Teilchendichten nicht über das gesamte Funkengebiet erfolgen kann, da z. B. zum Zeitpunkt 13 ns sich nur ein Teil des Funkens im lokalen thermischen Gleichgewicht befindet. Für die Schockwellenenergie ergibt sich bei einer Länge des Plasmas von $920 \mu\text{m}$ für $t = 13 \text{ ns}$ $E_{\text{schock}} = 1,12 \text{ mJ}$ (siehe Kapitel D 1). Vergleicht man diesen Wert mit der bis zu diesem Zeitpunkt gemessenen Gesamtenergie von $2,8 \text{ mJ}$ (siehe Kurve c, Abb. 4), so ergibt sich ein Bruchteil von 40%. Dieser Wert ist vergleichbar mit Messungen von Hohla et al. [26], die mit einem 100 MW-Rubinlaser Plasmen in Stickstoff erzeugten und mit Hilfe der Wischtechnik den in der Schockwelle stekenden Energieanteil zu 38% bestimmten.

In der Abschätzung dieser Bilanz bleibt ein Rest von ca. $1,11 \text{ mJ}$. Dieser Wert verteilt sich auf die Anteile für Ionisations- und thermische Energie im Bereich des Plasmas, der sich im Nichtgleichgewicht befindet und welcher der angewandten spektroskopischen Methode nicht zugänglich ist. Die hier durchgeführte Betrachtung zeigt weiterhin, daß der überwiegende Anteil der Laserenergie in der Schockwelle zu finden ist, und von der ursprünglich zur Verfügung stehenden Laserenergie (100 mJ) nur knapp 1‰ in Form von thermischer Energie im Plasma mit nachgewiesenem LTE steckt.

Die Autoren danken Herrn Prof. Dr. Raether für wertvolle Anregungen und Unterstützung, sowie der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Förderung dieser Arbeit.

- [1] N. G. Basov u. O. N. Krokhin, Quantum Electronics, **3**, 1373 (1964).
- [2] P. D. Maker, R. W. Terhune u. C. M. Savage, Proc. of the 3rd Intern. Quantum Electronics Conf., Paris 1963.

- [3] R. G. Meyer u. Jr. A. Haught, Phys. Rev. Lett. **11**, 401 (1963).
- [4] H. B. Bebb u. A. Gold, Phys. Rev. **143**, 1 (1966).
- [5] YU. V. Afanas'ev, E. M. Belenov u. O. N. Krokhin, Sov. Phys. JETP **29**, 141 (1969).

- [6] YU. P. Raizer, Sov. Phys. JETP **21**, 1009 (1965).
 - [7] S. A. Ramsden u. P. Savic, Nature (Lond.) **4951**, 1217 (1964).
 - [8] I. Meyer u. U. Timm, Opt. Comm. **6**, 339 (1972).
 - [9] A. J. Alcock, C. De Michelis, K. Hamal u. B. A. Tozer, Phys. Rev. Lett. **20**, 1045 (1968).
 - [10] Claudio De Michelis, IEEE J. Quantum Electronics, Vol. QE-6, No. **10** (1970).
 - [11] M. Hugenschmidt, Z. Angew. Physik **30**, 350 (1971).
 - [12] N. Ahmad, B. C. Gale u. M. H. Key, Proc. Roy. Soc. (Lond.) **A 310**, 231 (1969).
 - [13] M. R. Siegrist, J. Phys. D: Appl. Phys. **8**, 1177 (1975).
 - [14] I. I. Komissarova, G. V. Ostrovskaya u. L. L. Shapiro, Sov. Phys. Techn. Phys. **15**, 827 (1970).
 - [15] P. Stritzke, Dissertation Universität Hamburg 1976.
 - [16] H. Tholl, I. Sander u. H. Martinen, Z. Naturforsch. **25 a**, 412 (1970).
 - [17] I. Meyer u. P. Stritzke, Appl. Phys. **13**, 131 (1977).
 - [18] H. Tholl, Z. Naturforsch. **22 a**, 1068 (1967).
 - [19] H. Tholl, Z. Naturforsch. **25 a**, 420 (1969).
 - [20] P. Stritzke, I. Sander u. H. Raether, J. Phys. D: Appl. Phys. **10**, 2285 (1977).
 - [21] R. Rompe u. M. Steenbeck, Ergebnisse der Plasma-physik und der Gaselektronik, Akademie Verlag, Berlin 1967.
 - [22] H. R. Griem, Plasma Spectroscopy, McGraw Hill, New York 1964.
 - [23] K. Erhardt, I. Meyer u. P. Stritzke, Z. Naturforsch. **32 a**, 21 (1977).
- In Fig. 5 of this paper the experimental correction factor ξ is plotted against the wave length. Our values are relative and have been fitted at about 4000 Å to the experimental values of other authors. This point has not been mentioned in the legend of Fig. 5 as Dr. Hofsaess (Kiel) indicated to us.
- If the absolute values of ξ shall be calculated with the help of Eqs. (2) and (3) of our paper, exact values of the pressure are needed. The pressure data given in the legend of the Figures 1a–c are more or less rough values derived from measurements of the expansion velocity v of the plasma channel using the Braginskii relation $p \sim v^2$. These pressure data shall illustrate the dynamic behaviour of the spark development, but they cannot be used together with the observed intensities and temperatures to calculate the absolute values of ξ .
- [24] W. F. Brermann, C. R. Stümpel u. H. F. Kunze, J. Appl. Phys. **40**, 2549 (1969).
 - [25] V. V. Korobkin, S. L. Mandel'stam *et al.*, Sov. Phys. JETP **26**, 79 (1968).
 - [26] K. Hohla, K. Büchl, R. Wienecke u. S. Witkowski, Z. Naturforsch. **24 a**, 1244 (1969).
 - [27] I. I. Komissarova, T. V. Ostrovskaya u. L. L. Shapiro, Sov. Phys. Techn. Phys. **13**, 1118 (1969).
 - [28] J. W. Daiber u. J. G. Winans, J. Opt. Soc. Amer. **58**, 76 (1967).
 - [29] I. Meyer u. P. Stritzke, J. Phys. D: Appl. Phys. **10**, 1635 (1977).
 - [30] I. Meyer u. P. Stritzke, Appl. Phys. **10**, 125 (1976).
 - [31] A. Sakurai, J. Phys. Soc. (Japan) **8**, 602 (1953).
 - [32] A. Sakurai, J. Phys. Soc. (Japan) **9**, 256 (1954).
 - [33] Ya. R. Raizer, Soc. Phys. USP **8**, 650 (1966).
 - [34] E. Gernitts, R. E. Mitsuk u. V. A. Chernikov, Sov. Phys. Techn. Phys. **18**, 356 (1973).