

Untersuchung der Elektronenheizung
bei schneller magnetischer Kompression
dünner Plasmen mittels Laserlichtstreuung

G. Maret

IPP 1/133

April 1973

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Untersuchung der Elektronenheizung
bei schneller magnetischer Kompression
dünner Plasmen mittels Laserlichtstreuung

G. Maret

IPP 1/133

April 1973

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

Abstract

In a high-voltage theta pinch (charging voltage 500 kV, coil diameter 43 cm, coil length 100 cm) heating of low density plasmas (initial density $n_0 \approx 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) to thermonuclear temperatures ($T_i \approx 15 \text{ keV}$) is achieved by extremely fast magnetic shock compression. In the present work electron heating and loss mechanisms during and after compression are studied.

The time development of the radial magnetic field profile is followed by probes (e.g. in 2 mtorr D_2 : current sheath width about $4 \text{ cm} \approx 8 c/w_{pe0}$, piston velocity $\approx 10^8 \text{ cm/sec}$). $T_i \approx 15 \text{ keV}$ results from the measured neutron rate and electron density n_e . Density and electron temperature are measured by means of a 10^0 - Thomson scattering experiment ($\alpha \ll 1$; ruby laser: 800 MW, 3 mrad; multichannel detection of spectrum) giving just after compression of the plasma $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ and $T_e = 700 \text{ eV}$.

An energy balance of the electrons demonstrates that classic ohmic heating, caused by electron ion collisions and adiabatic compression, only results in $T_e = 30 \text{ eV}$, whereas anomalous ohmic heating (characterized by an effective collision frequency $\nu_{eff} \approx 0.3 \omega_{pi}$ as calculated from the skin depth formula) results in $T_e = 3.1 \text{ keV}$. The observed temperature of $T_e \approx 700 \text{ eV}$ which is about 4 times smaller can be explained by heat conduction parallel to the magnetic field if for the corresponding collision processes the same collision frequency as for the turbulent heating is used. Thus, the experimental results indicate that both heat conduction and anomalous resistivity are caused by the same micro-turbulence.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. EINLEITUNG UND PROBLEMSTELLUNG	1
II. BESCHREIBUNG DES EXPERIMENTS	3
A) Vorionisierung	3
B) 500-KV-Theta-Pinch	4
C) Diagnostik	6
III. LASERLICHTSTREUUNG ZUR BESTIMMUNG DER ELEKTRONENDICHTE UND -TEMPERATUR	6
A) Thomsonstreuung, Zusammenfassung der benötigten Formeln	6
B) Versuchsaufbau	8
1) Laser	10
2) Streugeometrie	10
3) Detektorsysteme	12
4) Numerische Auswertung	14
IV. MESSERGEBNISSE UND DISKUSSION	15
A) Kompressionsphase	15
1) Magnetfeldprofile und Neutronen	15
2) Messung von Elektronentemperatur und -dichte	17
3) Diskussion der Vorgänge bei der Kompression	22
a) Elektronendichte	23
b) Elektronentemperatur	24
B) Vorgänge nach der Kompression	29
1) Nachionisation	30
2) Abkühlung der Elektronen	32
V. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	33
ANHANG	36

ANHANG

A) Eichung des Detektorsystems	36
1. Polychromator	36
2. Interferenzfilter	37
3. Photomultiplier	37
4. Rayleighgleichung	37
5. Laufzeiten	37
6. Divergenzbestimmung des Lasers	37
B) Plasmaleuchten	38
C) Falschlicht	39
D. Numerische Auswertung	41
Literaturverzeichnis	44

I. EINLEITUNG UND PROBLEMSTELLUNG

Der schnellen magnetischen Stoßwellenkompression eines Plasmas kommt in der Fusionsforschung eine wichtige Rolle zu. Sie hat sich in Verbindung mit einer anschließenden adiabatischen Kompression als erfolgreiche Methode erwiesen, Plasmen bei relativ hohen Dichten ($10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) zu thermonuklearen Temperaturen (einige keV) /1/ zu heizen. Da aber bei der adiabatischen Kompression mehr Energie in den Aufbau eines großvolumigen Magnetfeldes als in die Teilchenheizung geht und das Plasma auf ein kleines Volumen komprimiert wird, ist es interessant, die Effektivität der Heizung dadurch zu erhöhen, daß man die Stoßwellenkompression allein verwendet. Denn theoretische Arbeiten /2/ weisen auf einen wichtigen Beitrag der leitenden Wand zur Stabilität verschiedener Gleichgewichtskonfigurationen hin, fordern also einen möglichst geringen Wandabstand des Plasmas, d.h. ein geringes Kompressionsverhältnis. Dies sollte aber am ehesten bei Verwendung der reinen Stoßwellenheizung realisierbar sein.

Zur Übertragung möglichst hoher Energie auf das Plasma durch schnelle Stoßwellenkompression ist ein sehr rascher Magnetfeldanstieg \dot{B} erforderlich, der jedoch in der Praxis durch endliche Schaltinduktivitäten u.ä. für den Spulenstrom begrenzt wird. Da die durch diese endliche Anwachszeit des Magnetfeldes bedingte Breite des magnetischen Kolbens wesentlich kleiner als der Kompressionsweg sein sollte, ergibt sich daraus

für den Theta-Pinch die Forderung nach großem Spulenradius R und dementsprechend hoher Umfangsspannung U an Gefäß ($U \sim R^2 \dot{B}$). Der 500 kV-Theta-Pinch, an dem die vorliegende Arbeit durchgeführt wurde, ist nach diesen Gesichtspunkten konzipiert /3/.

Da die bei der Stoßwellenkompression erreichbare kinetische Teilchenenergie proportional $R\dot{B}/n_0^{1/2}$ ist (n_0 = Plasmaausgangsdichte), der Höhe der verwendbaren Umfangsspannungen jedoch technische Grenzen gesetzt sind, lassen sich mit Stoßwellenkompression allein Fusionstemperaturen nur bei etwas niedrigeren Plasmaausgangsdichten ($n_0 \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) erzielen.

In einigen früheren Experimenten /4/ war bei der Stoßwellenkompression mit abnehmendem n_0 eine anomale Vergrößerung der Eindringtiefe des Magnetfeldes in das Plasma beobachtet worden, die schließlich von einer kritischen Dichte^{+) ab eine effektive Kompression des Plasmas unmöglich machte. Der magnetische Kolben wurde dann für das Plasma "durchlässig". Die Untersuchungen am 500 kV Theta-Pinch-Experiment /3/ gelten deshalb der Frage nach dieser kritischen Dichte, ihrer Skalierung mit den experimentellen Parametern und den physikalischen Prozessen (Mikroturbulenzen), die für die anomale Magnetfeld-diffusion und die damit verbundene Energiedissipation verantwortlich sind. Dies bedingt eine eingehende Untersuchung und Diskussion der Heiz- und Verlustmechanismen, nach denen sich die Ionen- und Elektronentemperaturen einstellen.}

^{+) definiert als diejenige Ausgangsdichte n_0 , bei der die Schichtbreite am halben Gefäßradius gleich dem halben Gefäßradius wird.}

Aufgabe der vorliegenden Arbeit war es in diesem Zusammenhang, die Elektronendichte des komprimierten Plasmas zu bestimmen, die zusammen mit der gemessenen Fusionsneutronenrate Rückschlüsse auf die Ionenenergie zuläßt, sowie die Elektronentemperatur während und nach der Kompression zu messen. Als genauestes Meßverfahren für diese Größen bot sich die Thomsonstreuung von Laserlicht an. Die auf diese Weise gewonnenen Ergebnisse erlauben zusammen mit einigen Abschätzungen die Formulierung eines einfachen Modells, welches die beobachtete anomale ohmsche Heizung und die anomale Wärmeleitung recht gut beschreibt.

II. BESCHREIBUNG DES EXPERIMENTS

Vor der Beschreibung des Laserlichtstreuversuchs sollen kurz einige Daten der Theta-Pinch-Anlage, die zum Studium der schnellen Stoßwellenheizung diente, angegeben werden. Diese lassen sich unter den Aspekten Vorionisierung, Theta-Pinch-Anlage und Diagnostik zusammenfassen.

A) Vorionisierung

Das für die schnelle magnetische Theta-Pinch-Kompression benötigte Ausgangsplasma geringer Dichte wird mittels Photoionisation nach einem von Keilhacker et al. /5, 6/ beschriebenen Verfahren erzeugt. An jedem der beiden Enden der Theta-Pinch-Spule befindet sich ein Z-Pinch, der senkrecht zur Spulenachse gezündet wird (Abb. 1). Die starke UV-Strahlung des

Xenon-Z-Pinches photoionisiert das Neutralgas (Fülldruck 0,1 - 3 mTorr D_2) und stellt damit ein magnetfeldfreies, gut reproduzierbares und homogenes Deuteriumplasma her. Dabei läßt sich die Dichte n_0 je nach Fülldruck von einigen 10^{10} cm^{-3} bis $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ variieren. Der Ionisierungsgrad des Ausgangsplasmas beträgt nur einige Prozent, so daß bei den nachfolgenden Untersuchungen mit einer Beeinflussung des Plasmas durch den starken Neutralgasuntergrund zu rechnen ist.

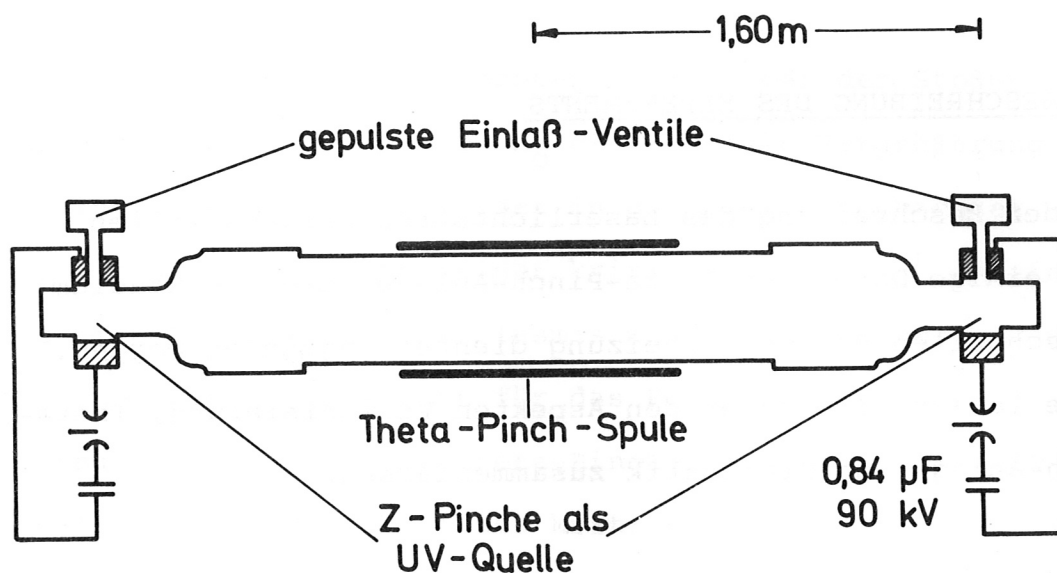


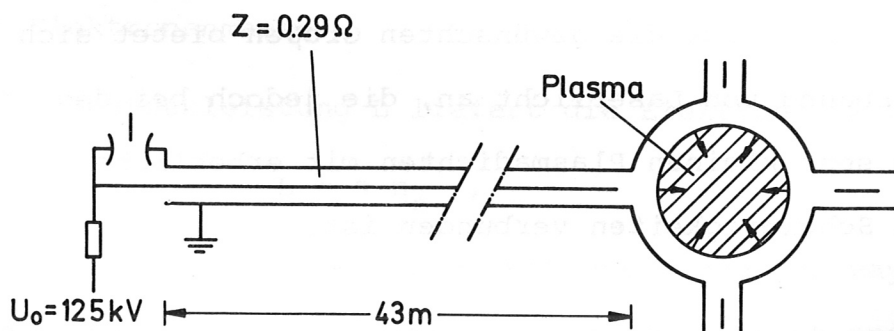
Abb. 1: Strahlungsvorionisierung

B) 500 kV-Theta-Pinch

Die physikalische Fragestellung dieses Experiments, speziell die Frage nach der Ausbildung eines magnetischen Kolbens in

Plasmen geringer Dichte legt die Dimensionierung von Energiespeicher und Theta-Pinch-Spule fest:

Wie bereits erläutert, braucht man einen sehr schnellen Magnetfeldanstieg, einen großen Gefäßradius und sehr hohe Umfangsspannung. Wegen seiner für den schnellen Magnetfeldanstieg zu hohen Kabelinduktivitäten und eines gewünschten trapezförmigen Magnetfeldverlaufs ging man vom konventionellen kapazitiven Energiespeicher ab und verwendete eine Kabelentladung. Die speziell gewählten sogenannten Blumlein-Leitungen (doppelter Bandleiter, s. Abb. 2) erzeugen am offenen Ende eine Spannungsverdopplung und damit bei einer an der Spule vierfach eingespeisten Ladespannung $U_0 \leq 125 \text{ kV}$ eine Leerlaufumfangsspannung $\leq 1 \text{ MV}$. Eine genauere technische Beschreibung dieses Hochspannungs-Theta-Pinches wird in /7/ und /8/ gegeben. Abb. 2 zeigt eine Schemazeichnung und die wichtigsten technischen Daten des Experiments. Der Energieinhalt der Batterie beträgt maximal 56 kJ, der Gefäßinnendurchmesser 40 cm.



Magnet feld

Anstieg $3 \times 10^{10} \text{ G/s}$
Amplitude 5500 G
Pulslänge 0.5 μs

Theta Pinch Spule

Durchmesser 43 cm
Länge 100 cm

Abb. 2: Theta-Pinch-Spule mit Blumleinleitung

C) Diagnostik

Das Ausgangsplasma und die schnelle magnetische Plasmakompression wurden bisher mit folgenden Meßverfahren untersucht. Zur Bestimmung der Ausgangsdichte diente ein Mikrowelleninterferometer, der zeitliche und örtliche Magnetfeldverlauf während der Kompressionsphase wurde mit schnellen magnetischen Sonden gemessen. Die bei Fusionsprozessen entstehenden Neutronen wies man mit Hilfe eines Plastiksintillationszählers nach, der mit einem Silberzähler absolut geeicht war. Diese Meßmethoden sollten in dieser Arbeit um ein Verfahren erweitert werden, mit dem sich ohne Beeinflussung des Plasmas hinreichend genau Elektronendichte und -temperatur bestimmen lassen. Bei Kenntnis der Elektronendichte des komprimierten Plasmas kann dann aus der Neutronenrate die Ionentemperatur bestimmt werden, während die Elektronentemperatur Rückschlüsse auf die Art der Dissipationsprozesse in der stromführenden Schicht erlaubt /9/.

Als Meßverfahren für die gewünschten Größen bietet sich die Thomsonstreuung von Laserlicht an, die jedoch bei den vorliegenden sehr kleinen Plasmadichten mit erheblichen experimentellen Schwierigkeiten verbunden ist.

III. LASERLICHTSTREUUNG ZUR BESTIMMUNG DER ELEKTRONENDICHTE UND -TEMPERATUR

A) Thomsonstreuung, Zusammenfassung der benötigten Formeln

Im Rahmen dieser Arbeit soll auf eine Zusammenfassung der allgemeinen Streutheorie an Plasmen /10, 11, 12, 13/ verzichtet

werden, da in dem untersuchten Plasma wegen der verwendeten Streugeometrien lediglich Streuung an freien Elektronen auftrat. In diesem Fall gilt für den in der Streutheorie charakteristischen Parameter α die Bedingung

$$\alpha \ll 1 \quad (1)$$

Das Streuspektrum ist in diesem Fall durch die thermische Bewegung der Elektronen dopplerverbreitert, und im thermischen Gleichgewicht ergibt sich dafür ein Gaussprofil der Halbwertsbreite /10/

$$\Delta\lambda_{1/2} = 4\lambda_L \sin(\theta/2) \left(\frac{2KT_e}{m_e c^2} \ln 2 \right)^{1/2}, \quad (2)$$

aus der man die Elektronentemperatur ermitteln kann.

λ_L = Wellenlänge des Laserlichts

T_e = Elektronentemperatur

K = Boltzmannkonstante

θ = Streuwinkel

m_e = Elektronenmasse

Die Gesamtstreuleistung L liefert die Elektronendichte n_e

$$L = a n_e, \quad (3)$$

da sich die Proportionalitätskonstante a aus der Rayleighstreuung an Gasen mit bekanntem Streuquerschnitt und Fülldruck bestimmen läßt /13,26 /.

B) Versuchsaufbau

Der Aufbau des Streuexperimentes zur Dichte- und Temperaturbestimmung am oben beschriebenen Theta-Pinch ist geprägt durch die extremen experimentellen Schwierigkeiten, die der Nachweis von Elektronendichten bis herab zu 10^{13} cm^{-3} mit sich bringt. Nur auf Grund der vielfältigen Erfahrungen in anderen, der Laserdiagnostik besser zugänglichen Parameterbereichen, z.B. /13/, konnten solche Messungen zum ersten Mal eindeutige Aussagen erbringen. Es traten im wesentlichen drei experimentelle Schwierigkeiten auf, deren Lösung Übersichtlichkeitshalber zum Teil im Anhang beschrieben werden soll:

a) Da größenordnungsmäßig nur der 10^{-13} -te Teil des Laserlichtes in den Beobachtungsstrahlengang gestreut wird, benötigt man einen Laser hoher Ausgangsleistung und extrem geringer Divergenz, um das sogenannte Plasmaeigenleuchten (Anhang B) zu übertreffen. Dieses besteht bei Plasmen der untersuchten Art wegen ihres geringen Ionisierungsgrades im wesentlichen aus Molekülbandenstrahlung und nicht so sehr aus Bremsstrahlung /14/.

b) Das Laserlicht verursacht außerordentlich hohe Streustrahlung an Linsen, Prismen, Ein- und Austrittsfenstern, sowie Kleinwinkelreflexionen an Blenden und Gefäßoberflächen, die sich im Beobachtungsstrahlengang als Falschlicht (Anhang C) bemerkbar machen. Dieses liegt ohne besondere Maßnahmen um viele Größenordnungen über dem nachzuweisenden Streulicht.

c) Wegen des schwachen Ionisierungsgrades und des geringen Energieunterschiedes zwischen den emittierten Rubinlaserphotonen ($\lambda_L = 6943 \text{ \AA}$) und Photonen der D_α -Linie

($\lambda_{\alpha} = 6563 \text{ \AA}$) war zu befürchten, daß eine verstärkte Rayleighstreuung des Laserlichts am angeregten Deuterium (erhöhter Streuquerschnitt in der Nähe der Resonanzstelle) auftreten könnte. Schon ein sehr geringer Bruchteil angeregter D-Atome im 2. und 3. Quantenzustand streut mit einer Intensität, die derjenigen der Gesamtelektronendichte gleichkommt /15/. Dies führt wegen der geringen Temperatur des Neutralgasuntergrundes, die für die Breite des Rayleighstreulichtes verantwortlich ist, zu einer Überhöhung des Gaussprofils der Thomsonstreuung in der Mitte des Spektrums. Es müssen deshalb Vorkehrungen getroffen werden, um diese eventuell auftretende Rayleighstreuung zu erkennen und sie von der Thomsonstreuung an freien Elektronen zu trennen.

Diese drei Hauptprobleme konnten mit der in Abb. 3 dargestellten Versuchsanordnung gelöst werden.

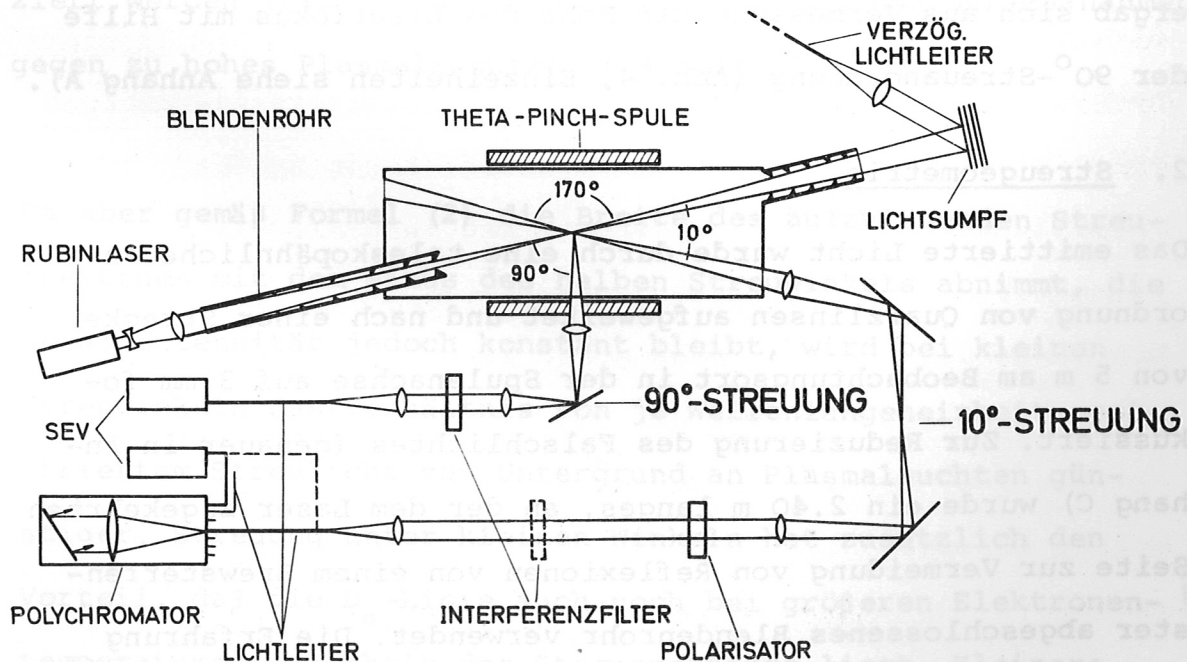


Abb. 3 Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus. Der Übersichtlichkeit halber ist die Höhe gegenüber der Seite stark gestreckt gezeichnet.

1) Laser

Zur Erzeugung des kurzen Lichtpulses wurde ein zweistufiger Rubinlaser (Korad K 1501) im Q-Switch-Betrieb verwendet^{+) , dessen Daten in Tabelle 1 aufgeführt sind.}

Wellenlänge	6943 Å
Linienbreite	≤ 0,1 Å
Leistung	≤ 800 MW
Impulsdauer	20 - 50 nsec, variabel
Energie	≤ 15 Joule
Divergenz	≤ 3 mrad (je nach Leistung)
Resonatorspiegel extern	
Q-Switch: Pockelszelle mit Polarisator	

Tab. 1

Leistung und Energie wurden mittels verschiedener geeichter Dioden (ITT F 4502; LM 21) absolut bestimmt. Die Divergenz ergab sich aus Vermessung der Höhe des Laserfokus mit Hilfe der 90°-Streuanordnung (Abb. 4, Einzelheiten siehe Anhang A).

2. Streugeometrie

Das emittierte Licht wurde durch eine teleskopähnliche Anordnung von Quarzlinen aufgeweitet und nach einer Strecke von 5 m am Beobachtungsort in der Spulenachse auf 3 mm fokussiert. Zur Reduzierung des Falschlichtes (genauer in Anhang C) wurde ein 2.40 m langes, an der dem Laser zugekehrten Seite zur Vermeidung von Reflexionen von einem Brewsterfenster abgeschlossenes Blendenrohr verwendet. Die Erfahrung zeigte, daß austrittsseitig ein wesentlich kürzeres Rohr

^{+) Der Laser wurde freundlicher Weise von Herrn Dr. D. Meisel zur Verfügung gestellt.}

(0.80 m) und ein Lichtsumpf aus Samt außerhalb des Gefäßes genügten. Das von dort diffus gestreute Licht wurde in einen 28 m langen Glasfaserlichtleiter fokussiert (entstehende Verzögerung zum Streusignal $\Delta t = 140$ ns) und als Maß für die Laserleistung verwendet (Monitor, siehe z.B. Abb. 12 im Anhang).

Beim Aufbau der Beobachtungsoptik für das Streulicht mußten verschiedene Gesichtspunkte berücksichtigt werden: In einem Vorversuch hatte ein Vergleich von 90° -Streuung und Rückwärtsstreuung (170°), bei der die spulennahen Randzonen des Plasmas nicht erfaßt wurden (Abb. 4), gezeigt, daß das erhöhte Plasmaeigenleuchten nicht - wie zunächst vermutet - aus diesen spulennahen Randzonen emittiert wird, sondern daß es sich dabei um intensive Volumenstrahlung handelt. Diese konnte aber in der 170° -Streugeometrie auf den unter 90° beobachteten Wert reduziert werden (technische Gründe, Zusammenfassung der Maßnahmen gegen zu hohes Plasmaleuchten in Anhang B).

Da aber gemäß Formel (2) die Breite des aufzulösenden Streuspektrums mit dem Sinus des halben Streuwinkels abnimmt, die Gesamtintensität jedoch konstant bleibt, wird bei kleinen Streuwinkeln das Verhältnis von je Wellenlängeneinheit registriertem Streulicht zum Untergrund an Plasmaleuchten günstiger. Streuung unter kleinen Winkeln hat zusätzlich den Vorteil, daß die D_α -Linie auch noch bei größeren Elektronentemperaturen außerhalb des Streuspektrums liegt. Kleinere Winkel als 10° schieden jedoch wegen zu großer Falschlichtprobleme und wegen der Forderung $\alpha \ll 1$ (nichtkollektiver Bereich) aus. Eine Berechnung mit Hilfe der gemessenen Daten liefert für die verwendete $10,5^\circ$ -Streugeometrie $\alpha = 0.017$.

Für die beiden benutzten Streuwinkel ergibt sich (2)

$$\Delta\lambda_{1/2} = 32.4 \sqrt{KT_e [\text{eV}]} [\text{\AA}] \text{ für } \theta = 90^\circ$$

$$\Delta\lambda_{1/2} = 4.45 \sqrt{KT_e [\text{eV}]} [\text{\AA}] \text{ für } \theta = 10,5^\circ.$$

Die 90° -Anordnung wurde zur quantitativen Kontrolle der Rayleighstreuung an angeregten Atomen beibehalten.

3) Detektorsystem

Durch eine Öffnung von $\varnothing = 8,8$ cm im Endflansch des Gefäßes (Abb. 3) wurde unter $10,5^\circ$ zum einfallenden Laserlicht ein Plasmavolumen von 10 cm Länge und 0,3 cm Durchmesser auf den Eingangslichtleiter eines Gitterpolychromators /16/ abgebildet. Statt dessen konnten zur spektralen Auflösung auch verschieden breite Interferenzfilter in den Strahlengang eingebracht werden (Abb. 3). In beiden Fällen wies man das Streulicht mit Hilfe von Photomultipliern (Type RCA 7265) nach, deren Kathoden (S20) von den Lichtleitern tangential beleuchtet wurden, um die Quantenausbeute zu erhöhen. Für verschiedene Meßreihen verwendete man verschiedene, den Plasmadaten angepasste Interferenzfilter und Polychromatoren, die in Anhang A beschrieben sind. Tabelle 2 gibt lediglich einen Überblick über die bei den Meßserien 1 - 3 verwendeten Anordnungen, die auf einen großen Meßbereich für T_e ausgelegt werden mußten.

	Aufbau	Halbwertsbreite	Meßbereich für T_e
Gitterpolychromator	Littrow-Anordnung	1. $5\text{\AA}/\text{Kanal}$	< 100 eV
	Reflexionsgitter 600 Strich/mm in 4. Ordnung 10-kanaliges Spaltpaket	2. $20\text{\AA}/\text{Kanal}$	> 100 eV
Interferenzfilter	Stellung senkrecht	3. 34\AA 104\AA 400\AA	> 20 eV

Tab. 2

Die Polychromatoren haben den Vorteil, daß eine Angabe von T_e und n_e aus jedem Schuß erfolgt, so daß etwaige Unreproduzierbarkeiten des Plasmas das Spektrum nicht verfälschen können. Bei Verwendung der Interferenzfilter dagegen geschieht die Messung des Spektrums von Schuß zu Schuß. Die Anordnung ist dafür um einen Faktor 8 - 10 lichtstärker.

Zusätzlich wurde unter einem Streuwinkel von 90° durch einen Spulenschlitz von 6 mm Breite und 50 mm Höhe ein Streuvolumen von 3 mm Durchmesser und 10 mm Länge beobachtet, indem es in einer der 10° -Streuanordnungen ähnlichen Weise über ein Interferenzfilter ($\Delta\lambda = 34\text{\AA}$ bzw. 5\AA) auf einen Lichtleiter abgebildet wurde. Wegen des mit dieser Geometrie verbundenen, gegenüber " 10° " ungünstigeren Verhältnisses von Streusignal zu Plasmaleuchten sollte dieses System nicht der Bestimmung von T_e und n_e dienen, sondern im Falle schlechter Reproduzierbarkeit

des Plasmas bei Schuß-zu-Schuß-Messungen auftretende Rayleighstreuung nachweisen.

4. Numerische Auswertung

Die Versuchsanordnung liefert die Informationen in Form von Oszillogrammen (auf Polaroidbildern), aus denen sich zur Auswertung prinzipiell 6 verschiedene "Werte" ablesen lassen (vergl. Abb. 12 im Anhang); Streusignal, Monitorsignal, Falschlichtsignal, Untergrund an Plasmaleuchten, Zeitbezug zum Entladungsbeginn sowie Eichsignale zur absoluten Dichtebestimmung. In der vorliegenden Arbeit lagen die Dichten in der Größenordnung $n_e \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Das Falschlicht entsprach dank der in Anhang C beschriebenen Maßnahmen einer Streuintensität von $2 - 8 \cdot 10^{13}$ freien Elektronen / cm^3 . Das Rauschen des Plasmaleuchtens war mit den Streusignalen vergleichbar und ließ daher keine konventionelle Auswertung durch Abmessen der Signale von Hand zu. Zur genaueren Auswertung mußte ein maschinelles Datenverarbeitungsverfahren angewendet werden, das hier nur kurz skizziert werden soll (näheres in Anhang D):

Die Oszillogramme wurden maschinell digitalisiert und auf Band gespeichert, ein Rechenprogramm bestimmte daraus die Größe des Streusignals, wobei das abzuziehende Plasmaleuchten über eine ganze Serie gemittelt wurde. (Vergrößerung von Signal-Rausch-Verhältnis). Durch die so erhaltenen Punkte der einzelnen Spektren wurde die beste Gausskurve "gefittet", woraus T_e und n_e mit Angabe der Fehlerschranken resultieren. Im Rahmen dieser Fehler ergaben sich aus keiner Messung Hinweise auf eine nicht-thermische Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen, so daß

die Spektralverteilung gaussförmig angenähert werden kann. Nach /17/ ist die relativistische Korrektur der Elektronentemperatur für die gemessenen hohen Werte T_e kleiner als 10% und innerhalb der angegebenen Fehler.

IV. MESSERGEBNISSE UND DISKUSSION

A) Kompressionsphase

1) Magnetfeldprofile und Neutronen

Vor der Beschreibung der Lasermessergebnisse sei zunächst kurz das aus Magnetfeldverlauf und Neutronensignal ermittelte Plas-maverhalten während der Kompressionsphase angegeben. Abb. 4 zeigt die mit einer 6-fach-Sonde gemessene zeitliche Entwicklung des magnetischen Kolbens (Ladespannung $U_0 = 420$ KV), der mit einer Geschwindigkeit $v_k \approx 10^8$ cm/s in das Ausgangs-plasma der Dichte $n_0 = 1.3 \times 10^{12}$ cm⁻³ hineinläuft. Dabei beträgt die Schichtdicke Δ am halben Radius ungefähr 4 cm oder $\Delta \approx 8 c/\omega_{pe0}$ (ω_{pe0} ist die zu n_0 gehörige Elektronenplasmafrequenz, c/ω_{pe0} die stoßfreie Eindringtiefe für elektromagnetische Wellen). Die Zeitangaben in dieser und allen anderen Abbildungen beziehen sich auf den Zündzeitpunkt der Entladung.

Schon bevor das Magnetfeld B die Achse erreicht (Abb. 5a), kann eine anwachsende Neutronenrate nachgewiesen werden (Abb. 5b). Dies sowie die Beobachtung eines deutlichen Knicks in der Neutronenkurve bei ≈ 200 ns lassen darauf schließen, daß die Fusionsneutronen zunächst durch Stöße der beschleunigten Ionen mit dem Neutralgas entstehen ($D_2^+ + D_2$), nach erfolgter Kompression des Plasmas aber durch Stöße der ionisierten Deuteronen untereinander ($D_2^+ + D_2^+$). Für diese zweite Phase kann

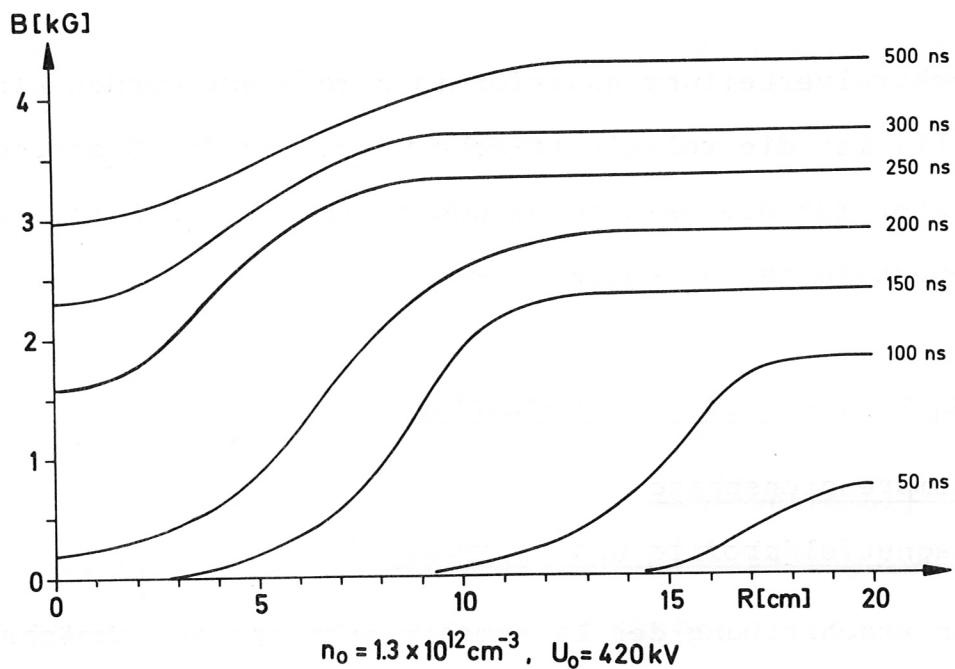


Abb. 4 Aufbau und Einlaufen des magnetischen Kolbens

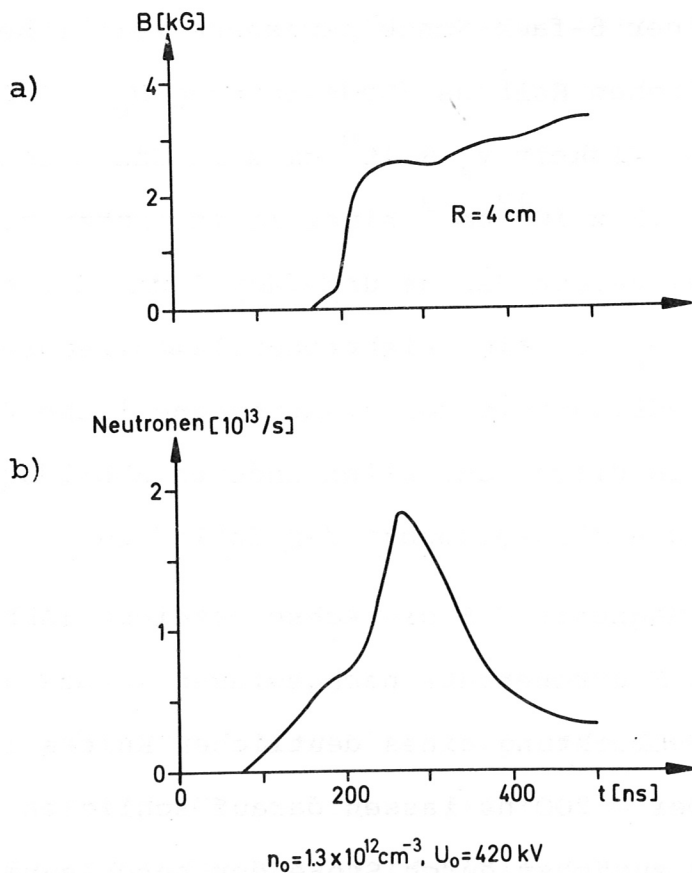


Abb. 5 a) Magnetfeldanstieg in Achsennähe ($R = 4 \text{ cm}$)
b) Neutronensignal

aus der Neutronenrate N die mittlere Energie der Molekülionen \bar{E}_{D_2} berechnet werden, wenn gleichzeitig die Elektronendichte n_e auf der Achse gemessen wird. Für die Neutronenrate gilt

$$N = \frac{1}{2} n_{D_2}^2 \langle \sigma v \rangle \cdot V; \quad n_D = 2n_e \quad (4)$$

$\langle \sigma v \rangle = f(\bar{E}_D) =$ Ratenkoeffizient

$n_D =$ Deuteronendichte $= 2n_{D_2} = 2 \cdot$ Molekülionendichte

$R =$ Gefäßradius

$V =$ Volumen des komprimierten Plasmas,

wobei unter der Annahme konstanter Liniendichte ⁺⁾

$$n_0 \pi R^2 = n_{D_2} \pi r_k^2$$

auf den Kompressionsradius r_k und das Volumen V des komprimierten Plasmas geschlossen werden kann.

Die bekannte /18/ Energieabhängigkeit des Ratenkoeffizienten bestimmt also \bar{E}_D .

Die Elektronentemperatur kann darüberhinaus Hinweise auf die zur Schichtverbreiterung führenden Dissipationsmechanismen und auf Energieverluste geben.

2. Messung von Elektronentemperatur und -dichte

Elektronentemperatur und -dichte wurden mit Hilfe zweier voneinander unabhängiger Systeme zur spektralen Auflösung des Streulichtes bestimmt, dem 10-Kanal-Polychromator (Dispersion $20 \text{ \AA}/\text{Kanal}$), und den drei Filtern in senkrechter Durchstrahlung

⁺⁾ Abschätzung der Zeiten für Nachionisierung (Kap. IV A 3a) und die Diskussion der Verlustmechanismen (Kap. IV A 3b) rechtfertigen diese Annahme.

($\Delta\lambda_{1/2} = 34 \text{ \AA}, 104 \text{ \AA}, 400 \text{ \AA}$). Der Fülldruck wurde bei den Messungen zwischen 1 und 3 mTorr variiert.

Durch die Verwendung von Interferenzfiltern verschiedener schmaler Halbwertsbreiten ($\Delta\lambda_{1/2} = 34 \text{ \AA}$ bzw. 5 \AA) in der 90° -Streuanordnung konnte zunächst festgestellt werden, daß keine merkliche Rayleighkomponente⁺) vorhanden war, da sich die Größe der Streusignale in beiden Messungen merklich unterschied.

a) Die Polychromatorserie (12 Schüsse) wurde einmal so ausgewertet, daß zunächst für jeden einzelnen Schuß T_e und n_e durch "Best-fit" über alle Kanäle berechnet und anschließend ein Mittelwert von T_e und n_e über alle Schüsse bestimmt wurden. In einer zweiten Auswertung, die auf einem wesentlich praktischeren Verfahren beruhte, wurde für jeden Kanal ein Mittelwert der Streusignale aller Schüsse gebildet und aus diesen, mit ihren statistischen Fehlern gewichteten Mittelwerten T_e und n_e bestimmt. Abb. 6 zeigt ein nach diesem 2. Verfahren gewonnenes Streuspektrum, bei dem das Streulicht des Mittelkanals Nr. 3 wegen des zusätzlichen großen Falschlichtes nicht dargestellt ist. Beide Auswerteverfahren ergaben für eine Entladung in 2 mTorr D_2 ($U_0 = 300 \text{ KV}$) auf der Achse 260 ns nach Zündung der Hauptbatterie übereinstimmend⁺⁺⁾

$$T_e = 670 \pm 250 \text{ eV}$$

$$n_e = 2.5 \pm 0.8 [10^{13} \text{ cm}^{-3}]$$

+) Diese Linie ist schmal, da an den kalten Neutralgasatomen gestreut wird. Nach (4) gilt $\Delta\lambda_{1/2} \sim (T/M)^{1/2}$

z.B. $T_{D_2} = 1 \text{ eV} \Rightarrow \Delta\lambda_{1/2} = 0.5 \text{ \AA}$

M : jetzt Molekülmasse ≈ 3600 Elektronenmassen

++) Daher wurde für andere Serien das einfachere Verfahren angewandt.

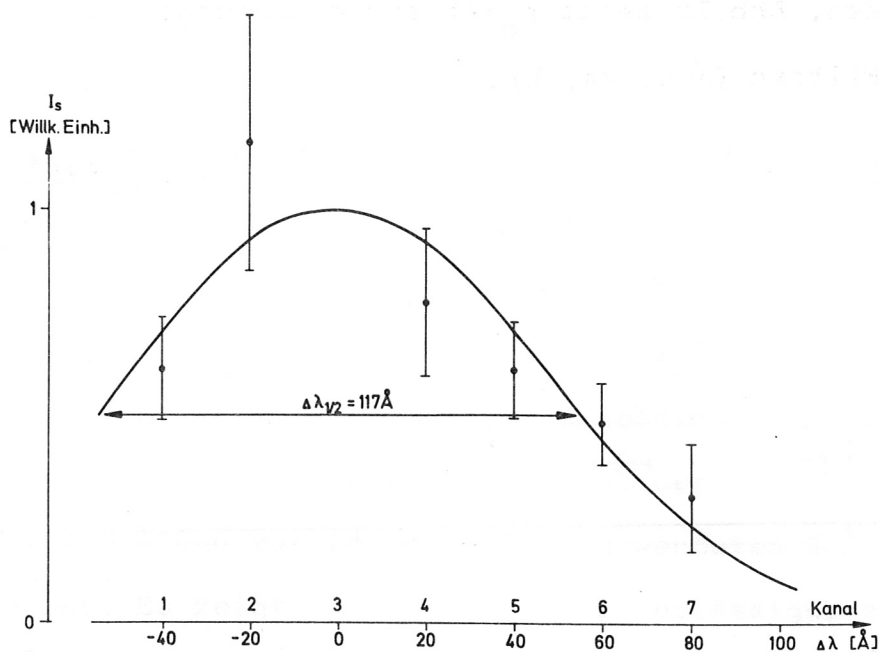


Abb. 6 10° -Streuspektrum, mit einem Gitterpolychromator aufgenommen. $\Delta\lambda_{1/2} = 117 \text{ \AA} \hat{=} T_e = 670 \text{ eV}$.

Der Meßzeitpunkt $t_p = 260 \text{ ns}$ ist mit einem aus Batterieschwankungen resultierenden statistischen Fehler von $\Delta t = \pm 20 \text{ ns}$ behaftet. Die Vielkanalmethode erforderte maximale Laserleistung, so daß wegen des damit verbundenen Risikos für den Laser die zu einer Zeitauflösung nötigen Schußzahlen nicht verantwortbar schienen.

b) Zur Bestätigung dieses Wertpaares von n_e und T_e und zur Angabe eines zeitlichen Verlaufes von n_e sollte die Interferenzfiltermessung dienen. Da dem obigen Temperaturwert bei 10° -Streuung eine Halbwertbreite von ungefähr 100 \AA entspricht, konnte das Filter mit 400 \AA Halbwertsbreite ($\Delta\lambda_{1/2} = 400 \text{ \AA} \hat{=} T_e = 8 \text{ KeV}$) unmittelbar zur Messung des Dichteverlaufes $n_e(t)$

benutzt werden. Abb.7c zeigt $n_e(t)$ sowie Messungen mit schmalere Filtern (Abb. 7a, b).

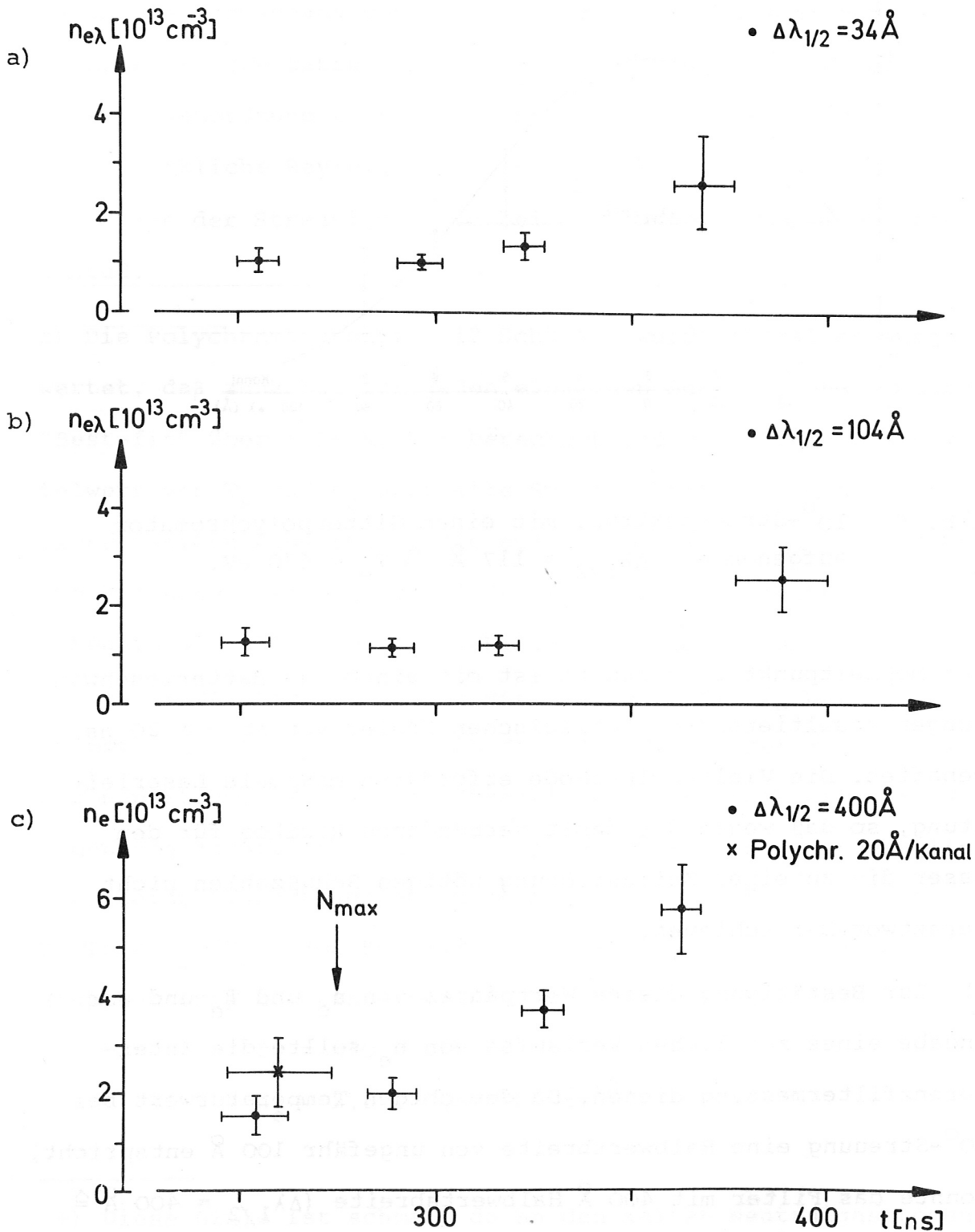


Abb. 7 Zeitverlauf der Streuintensitäten $n_e\lambda$ für Interferenzfilter verschiedener Halbwertsbreiten $\Delta\lambda_{1/2}$. n_e ($\Delta\lambda_{1/2} = 400 \text{ \AA}$) gibt direkt den Dichteverlauf an. N_{max} ist der Zeitpunkt maximaler Neutronenemission.

Dabei wurden insgesamt 111 Schüsse ausgewertet und jeweils über ein Zeitintervall von 100 ns im zeitlichen Abstand von 50 ns gemittelt. Die eingetragenen Fehler zeigen die statistischen Schwankungen. Mittelung über 100 ns um t_p liefert $n_e = 1,7 \pm 0.4 [10^{13} \text{ cm}^{-3}]$. Um ein besseres Gefühl für die Größe dieser Schwankungen zu geben, zeigt Abb. 8 eine besser zeitaufgelöste Darstellung der Ergebnisse von Abb. 7a, wobei über den Fehlerschranken die Anzahl der zur Mittelung über $\Delta t = 20$ ns und zur Fehlerangabe verwendeten Schüsse angegeben ist. Es zeigt sich, daß kein zuverlässiger zeitlicher Temperaturverlauf in diesem Zeitbereich angegeben werden kann, doch scheint es gerechtfertigt, eine mittlere Temperatur durch Mittelung über ein 100 ns breites Zeitintervall um $t_p = 260$ ns zu berechnen.

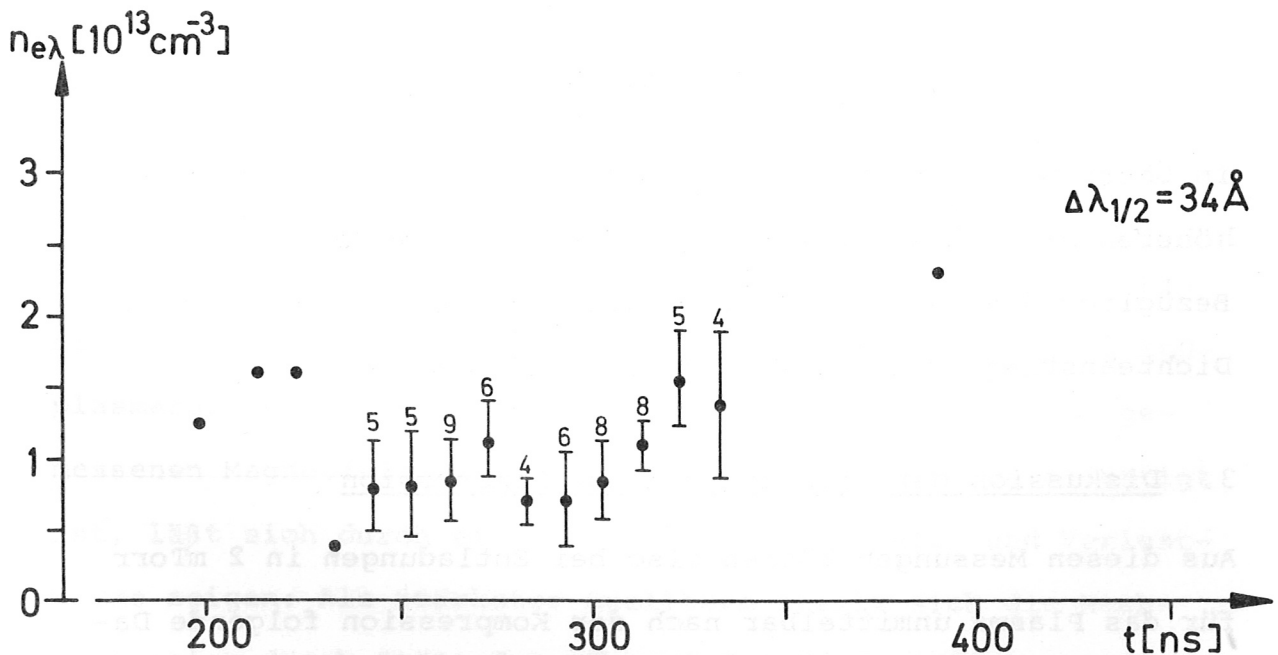


Abb. 8 Zeitlicher Verlauf der Streuleistung $n_{e\lambda}$. Die Streusignale sind über 20 ns gemittelt. Sind mehr als 3 Schüsse innerhalb 20 ns vorhanden, so steht die Schußzahl jeweils über dem Fehlerbalken.

Als mittlere Temperatur erhält man $T_e = 720 \pm 170$ eV, was in Anbetracht des vergleichsweise ungenaueren Meßverfahrens in recht guter Übereinstimmung mit der Polychromatormessung ist und sich aus den hohen Schußzahlen erklärt. Es muß hier darauf hingewiesen werden, daß diese Messungen nicht das Ziel haben konnten, den genauen Zeitpunkt des Eintreffens der Front auf der Achse zu vermessen, da der dazu nötige Nachweis von merklich kleineren Dichten (etwa $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) mit Streumessungen nicht möglich war. Zur Klärung dieser Frage ist eine interferometrische Messung mit CO_2 -Laserlicht in Vorbereitung.

Aus dem gleichen Grund waren Serien bei Fülldrucken $p = 1 \text{ mTorr}$ nicht auswertbar. Dagegen konnten bei 3 mTorr noch genauere Polychromatormessungen durchgeführt werden. Sie ergaben

$$n_e = 5,1 \pm 0,7 [10^{13} \text{ cm}^{-3}]$$

$$T_e = 205 \pm 42 \text{ eV}$$

in Übereinstimmung mit der Vorstellung, daß je Teilchen bei höheren Dichten weniger Energie übertragen wird.

Bezüglich des bei allen Serien für $t \geq 350$ ns beobachteten Dichteanstiegs sei auf Kap. IV B verwiesen.

3. Diskussion der Vorgänge bei der Kompression

Aus diesen Messungen können also bei Entladungen in 2 mTorr für das Plasma unmittelbar nach der Kompression folgende Daten angegeben werden:

<u>Daten</u>	<u>gefolgert aus</u>
$n_e \approx 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	Laser-Streumessungen (2 Verfahren)
$n_D \approx 4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	" "
$T_e \approx 700 \text{ eV}$	" "
$T_i \approx 15 \text{ KeV}$	Neutronenrate und n_D
$\bar{E}_D \approx 20 \text{ KeV}$	Zeitverlauf des magnetischen Kolbens
$\Delta \approx 4 \text{ cm}$	Zeitverlauf des magnetischen Kolbens
$r_K \approx 5 \text{ cm}$	Konstante Liniendichte und n_e

Es sollen nun die physikalischen Prozesse während der Kompression diskutiert werden, mit deren Hilfe diese Meßergebnisse, insbesondere Elektronendichte und -temperatur erklärt werden können.

a) Elektronendichte

Das Ausgangsplasma ($n_0 = 1.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) wird durch die schnelle magnetische Kompression auf eine Dichte von $n_e = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ komprimiert. Verschiedene experimentelle Beobachtungen /3/ deuten darauf hin, daß dies durch Aufsammeln des Plasmas in der etwa 4 cm breiten stromführenden Schicht geschieht, die zur Achse nach innen läuft. Unter der Annahme konstanter Liniendichte führt der aus der Elektronendichte berechnete Endplasmradius $r_K = 5 \text{ cm}$ zu guter Übereinstimmung mit den gemessenen Magnetfeldprofilen. Daß diese Annahme gerechtfertigt ist, läßt sich durch eine Abschätzung der Quell- und Verlustterme zeigen: Als stärkster Quellterm stellt sich die Nachionisation durch Stöße der während der Kompression geheizten Elektronen mit dem Neutralgasuntergrund⁺⁾ heraus, wie aus

+) Da die Stoßzeit für "charge-transfer"-Prozesse $\tau_{ct} \approx 500 \text{ ns}$ ist, kann eine Mitkompression des Neutralgases ausgeschlossen werden.

Kapitel IV B hervorgeht. Eine Berechnung der entsprechenden zeitabhängigen⁺⁾ Stoßzeiten ergibt, daß die Erzeugung freier Elektronen in der Kompression noch nicht berücksichtigt werden muß. Da Endverluste durch die thermische Geschwindigkeit der Ionen charakterisiert sind, können auch sie für diese Phase neben den anderen "langsamen" Teilchenverlustmechanismen vernachlässigt werden.

Nach Formel (4) erhält man aus der Ionendichte $n_D = 2n_e$ unter Zuhilfenahme der Angaben über die Energieabhängigkeit des Ratenkoeffizienten der Fusionsstöße /18/ für die Temperaturen der fusionierenden Ionen $T_i \approx 15$ KeV. Diese Temperatur ist nur unwesentlich kleiner als die aus der Kolbengeschwindigkeit resultierende radiale Energie $E_D = 20$ KeV. Dies zeigt, daß zur Beschreibung der Kompression dieses Plasmas nicht das free-particle-model⁺⁺⁾, sondern das Schneepflugmodell (Piston Heating)⁺⁺⁾ verwendet werden muß.

b) Elektronentemperatur

Zur Interpretation der unmittelbar nach der Kompression auf der Achse gemessenen Elektronentemperatur ($T_e = 700$ eV) müssen die wichtigsten Heiz- und Verlustmechanismen schon während der dynamischen Phase diskutiert werden. Zur Elektronenheizung tragen bei:

⁺⁾ Die Temperaturen wurden dem in Kap. IV A 3a berechneten zeitlichen T_e -Verlauf während der Kompressionsphase entnommen.

⁺⁺⁾ Das free-particle-Modell nimmt eine elastische Reflexion der Teilchen (Geschwindigkeit v) am Kolben (v_K) an, so daß die Teilchen nach dem Stoß mit doppelter Kolbengeschwindigkeit laufen ($v = 2v_K$).

Dem "Piston-heating" liegt die Vorstellung zugrunde, daß alle Teilchen vor dem Kolben aufgesammelt werden ($v = v_K$).

- a) adiabatische Heizung bei der Kompression
- b) ohmsche Heizung durch den in der Schicht fließenden azimuthalen Strom
- c) viskose Heizung (innere Reibung der Elektronen)
- d) Heizung durch Wärmeaustausch zwischen Ionen und Elektronen (Äquipartition)

Die wichtigsten Verlustprozesse sind:

- e) Wärmeleitung parallel und senkrecht zum Magnetfeld
- f) Energieverluste der Elektronen an das Neutralgas (Ionisation)

Daß in diesem Parameterbereich die viskose Heizung keine Rolle spielt, kann unter Verwendung der in /19/ angegebenen Viskositätskoeffizienten abgeschätzt werden. Die nach /20/ berechnete Äquipartitionszeit

$$\tau_{ec} \approx 40 \text{ ms} \quad \text{für} \quad T_e = 700 \text{ eV} \quad n_e = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

$$\tau_{ec} \approx 130 \text{ } \mu\text{s} \quad \text{für} \quad T_e = 10 \text{ eV} \quad n_e = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

läßt ebenso eine Vernachlässigung der Heizung durch Wärmeaustausch von Ionen und Elektronen zu. Wie in Abschnitt a gezeigt wurde, sind auch die Energieverluste für die Neutralgasionisation während der Kompression nur unwesentlich.

Die verbleibenden konkurrierenden Prozesse, adiabatische, klassische und anomale ohmsche Heizung und die Abkühlung durch Wärmeleitung ergeben also die lokale Leistungsbilanz:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} N_e K T_e \right) = \frac{d}{dt} (E_{\text{OHM}} + E_{\text{AD}} - E_{\text{WL}}) \quad (5)$$

N_e = zeitabhängige Teilchenzahl im beobachteten Volumen $V(t)$.

Die adiabatische Aufheizung trägt zur Ausbildung der Elektronentemperatur je Volumeneinheit die Energie

$$E_{AD} = - n_e kT_e dV \quad \text{bei.} \quad (6)$$

dV = bei der Kompression erreichte Volumenabnahme des Plasmas.

Die durch ohmsche Heizung zugeführte Energie E_{OHM} wird von der Stromdichte j , die im Bereich des Magnetfeldgradienten $\frac{dB}{dr}$ im Volumen V fließt, und von dem wirksamen Widerstand η bestimmt

$$E_{OHM} = \eta j^2 tV \quad (7)$$

$$j = \frac{1}{4\pi} \frac{dB}{dr}$$

Der Widerstand η beruht zunächst einmal klassisch auf e^- -Ionstößen^{+) und wird nach /20/ senkrecht zum Magnetfeld in der Form}

$$\eta_{KL} = 1.02 \cdot 10^7 \frac{\ln \Lambda}{T_e^{3/2} \text{ (eV)}} \quad (8)$$

angegeben, wobei im betrachteten Fall für den Coulomblogarithmus /20/ $\ln \Lambda \approx 15$ zu setzen ist. Nun gibt aber die beobachtete Schichtverbreiterung einen Hinweis auf nichtklassische Stoßprozesse, die mit einer mittleren effektiven Stoßfrequenz ν_{eff} beschrieben werden können. ν_{eff} läßt sich aus der Formel für die Skineindringtiefe des Magnetfeldes in ein Plasma berechnen /21/

$$\Delta = \frac{c}{\omega_{pe}} (\nu_{eff} \cdot t)^{1/2} \quad (9)$$

Mit den gemessenen Daten ergibt sich in diesem Fall $\nu_{eff} = 0.3 \omega_{pi}$

+) Es wird sich zeigen, daß die auf klassischen Stößen beruhende ohmsche Heizung gegenüber der turbulenten Aufheizung (ν_{eff}) vernachlässigbar ist. Ebenso brauchen Elektron-Neutralgasstöße ($\tau \approx 50 \frac{1}{\nu_{eff}}$) nicht berücksichtigt werden.

Damit wird $\eta_{\text{eff}} = \frac{m_e c^2}{n_e e^2} \nu_{\text{eff}} = \frac{m_e c^2}{n_e e^2} 0.3 \omega_{\text{pi}}$ und

$$\eta = \eta_{\text{KL}} + \eta_{\text{eff}}$$

Die gesamte resistive Heizung liefert also einen Energiebeitrag

$$E_{\text{OHM}} = \left(\frac{1.53 \cdot 10^8}{T_e^{3/2}} + \frac{0.3 m_e c^2}{n_e e^2} \omega_{\text{pi}} \right) \left(\frac{1}{4\pi} \frac{dB}{dr} \right)^2 V t \quad (10)$$

In Konkurrenz zu diesen Heizmechanismen tritt die Abkühlung durch Wärmeleitung. Aus der Wärmestromdichte Q

$$Q = \kappa \nabla T_e$$

ergibt sich die verlorene Energie E_{WL} zu

$$E_{\text{WL}} = \int \kappa \nabla T_e F dt \quad (11)$$

κ = Wärmeleitfähigkeit

F = Austrittsfläche des Wärmestroms.

In Gleichung (11) wird dabei die Annahme gemacht, daß der Wärmefluß Q stationär ist. Dies ist im Rahmen des einfachen Modells, das hier entwickelt wird, keine unzulässige Vereinfachung, wenn man einen mittleren Temperaturgradienten verwendet /22/.

/19/ gibt für die Wärmeleitfähigkeit κ im stoßbehafteten Plasma parallel zum Magnetfeld an:

$$\kappa_{\parallel} = 5.69 \cdot 10^{15} n_e (\text{cm}^{-3}) T_e (\text{eV}) t_{ee} (\text{sec})$$

Im betrachteten stoßfreien Plasma ($t_{ee} \rightarrow \infty$) kann die Wärmeleitfähigkeit jedoch nicht divergieren, sondern ihre Größe wird wie bei der anomalen resistiven Heizung durch eine effektive Stoßfrequenz $\nu_{\text{eff}}(\text{WL})$ bestimmt:

$$\kappa_{\parallel} = 5.69 \cdot 10^{15} \frac{n_e T_e}{\nu_{\text{eff}}(\text{WL})} \quad (12)$$

Die Wärmeleitung senkrecht zum Magnetfeld wird aus folgendem Grunde vernachlässigt: In diesem Modell wird die Annahme benutzt, daß der magnetische Kolben für die Elektronen nicht durchlässig ist, d.h. es kann radial nach außen keine Wärme abfließen, sondern sie wird sozusagen "bis auf die Achse mitkomprimiert".

Einsetzen von (6), (10), (11) und (12) in (5) liefert eine Differentialgleichung 1. Ordnung mit nichtkonstanten Koeffizienten für die Gleichgewichtstemperatur während der Kompression

$$\frac{dT}{dt} = f(T),$$

die unter folgenden Randbedingungen integriert⁺⁾ wurde.

Ausgehend von einer konstanten Ausgangsdichte n_0 soll das Plasma durch ein linear ansteigendes Magnetfeld $B = \dot{B}t$, $\dot{B} = \text{const.}$ mit einer Geschwindigkeit $v_K = \text{const.}$ komprimiert und in einer Schicht der Dicke $\Delta = \text{const.}$ aufgesammelt werden. Unter Aufrechterhaltung eines Temperaturgradienten $\frac{dT_e}{dz} = \frac{T_e - T_{e0}}{\ell/2}$ parallel zum Magnetfeld ($\ell = \text{Spulenlänge}$, $T_{e0} = 1 \text{ eV}$) wird das Plasma so lange geheizt, bis die Schicht die Achse erreicht.

Mit diesem Modell wurde der zeitliche Verlauf der Gleichgewichtstemperatur während der Kompressionsphase für verschiedene effektive Stoßfrequenzen $\nu_{\text{eff}}(\text{WL})$ berechnet. Interessanterweise ergab sich für $\nu_{\text{eff}}(\text{WL}) = \nu_{\text{eff}} = 0.3 \omega_{pi}$ auf der Achse eine Endtemperatur $T_e = 606 \text{ eV}$ und eine Dichte $n_e = 2.19 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Dies ist in Anbetracht des einfachen Modells in sehr guter Übereinstimmung mit den Meßwerten.

^{+) Die numerische Integration der dgl. wurde von Dr. M. Kornherr vorgenommen.}

Zum gleichen Zeitpunkt ergeben sich auf der Achse

$T_e = 16 \text{ eV}$	für reine klassische ohmsche Heizung
$T_e = 1.4 \text{ KeV}$	für klassische und turbulente Heizung
$T_e = 3.1 \text{ KeV}$	für klassische, turbulente und adiabatische Heizung.

Dieses Ergebnis zeigt zum einen, daß die Wärmeleitung parallel zum Magnetfeld einen empfindlichen Einfluß auf die Endtemperatur stoßfreier Plasmen in linearen Anordnungen hat, zum anderen, daß für diese Wärmeleitung etwa die für die turbulente Heizung verantwortliche effektive Stoßfrequenz ν_{eff} angenommen werden muß (Das Einsetzen von $3\nu_{\text{eff}}$ liefert $T_e = 1150 \text{ eV}$, $0.3\nu_{\text{eff}}$ $T_e = 320 \text{ eV!}$). Von den anderen Parametern des Experiments hängt die Endtemperatur nur schwach ab (20% Variation jeweils eines Parameters liefert eine Temperaturschwankung $< 20\%$). Dieses Ergebnis ist also ein Hinweis darauf, daß bei der schnellen magnetischen Stoßwellenkompression in dünnen Plasmen ohmsche Heizung und Wärmeleitung von ähnlichen Mikroinstabilitäten bestimmt sind.

B. Vorgänge nach der Kompression

Da die verwendete Strahlungsvorionisierung einen geringen Ionisierungsgrad des Ausgangsplasmas liefert, können nur für kurze Zeit Vorgänge im Plasma beobachtet werden, die nicht durch den Einfluß des Neutralgasuntergrundes gestört sind. Im folgenden Abschnitt sind diese zu späteren Zeiten dominierenden Sekundäreffekte der Vollständigkeit halber diskutiert.

1) Nachionisation

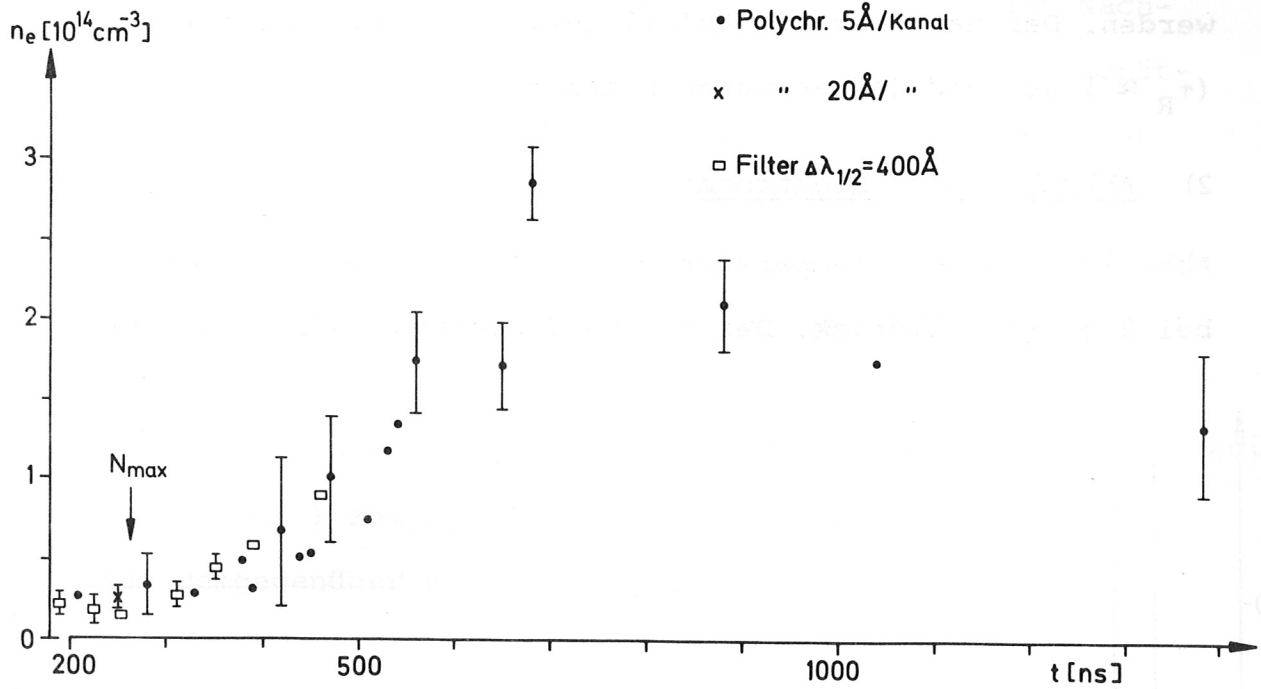
Abb. 9 zeigt den mit dem Polychromator (Kanalbreite = 5 Å) gemessenen zeitlichen Dichteverlauf $n_e(t)$ für Fülldrucke von 2 mTorr bzw. 3 mTorr in einem größeren Zeitmaßstab (Ende der 1. Magnetfeldhalbwellen bei $t = 500$ ns). Zum Vergleich sind Ergebnisse aus Kapitel IV A 2 und der Zeitpunkt des Neutronenmaximums eingezeichnet. Man beobachtet einen steilen Dichteanstieg (Verdopplungszeit $\tau \approx 180$ ns bei 2 mTorr und $\tau_2 \approx 120$ ns bei 3 mTorr), der mit Nachionisation durch Stöße der heißen Elektronen ($T_e = 700$ eV) mit dem Neutralgasuntergrund erklärt werden kann: Eine Abschätzung der entsprechenden Stoßzeiten τ_{eD_2} liefert für monoenergetische Elektronen und Ionisation aus dem Grundzustand /23, 24, 25/

$$\begin{array}{ll} \tau_{eD_2} \approx 170 \text{ ns} & 2 \text{ mTorr} \\ \tau_{eD_2} \approx 110 \text{ ns} & 3 \text{ mTorr} \end{array} \quad T_e = 700 \text{ eV}$$

Da Rayleighstreuung an angeregten D_2 -Molekülen nicht beobachtet werden konnte, können die höheren Anregungszustände kaum wesentlich besetzt sein und daher trotz ihres größeren Wirkungsquerschnittes /23/ keine große Rolle spielen. Der in Abb. 10 gezeigte Temperaturverlauf der Elektronen deutet darauf hin, daß nur der erste Teil des Dichteanstiegs mit der Ionisation durch heiße Elektronen zu erklären ist und dieser Prozess bei niedrigeren Temperaturen wegen der größeren charakteristischen Stoßzeiten nachläßt.

Der weitere Dichteanstieg kann teilweise durch Nachkompression für $t > 500$ ns (2. Magnetfeldhalbwellen) und Nachionisation von

2 m Torr D₂



3 m Torr D₂

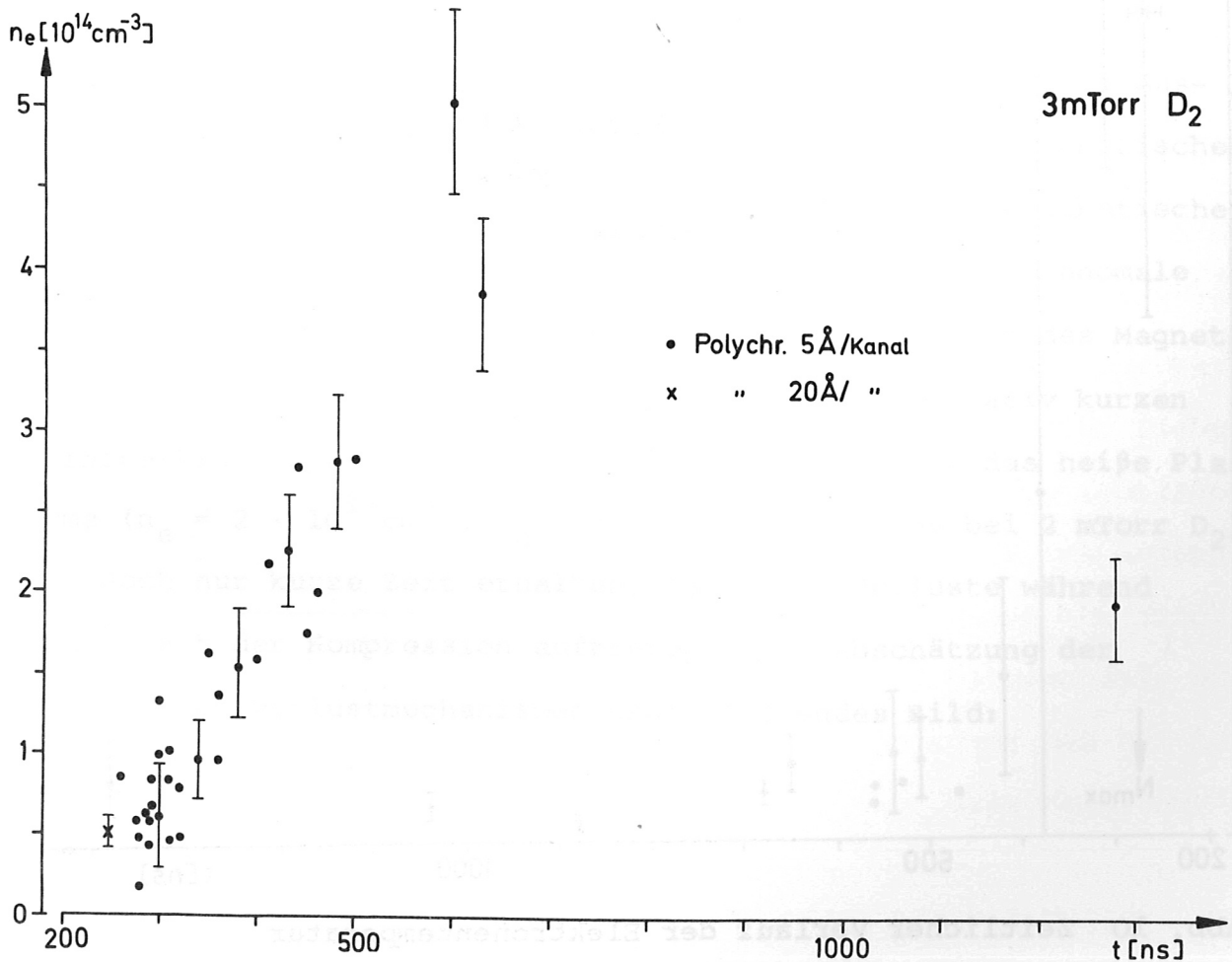


Abb. 9 Anstieg der Elektronendichte n_e durch Nachionisation des Neutralgases und Wiederabfall durch Endverluste bei Füll-
drucken von 2 mTorr D₂ und 3 mTorr D₂.

D_2 -Molekülen, die an der Gefäßwand angelagert waren, erklärt werden. Der nachfolgende Abfall setzt sich aus Rekombination ($\tau_R \approx 1 \mu s$) und Endverlusten zusammen.

2) Abkühlung der Elektronen

Abb. 10 zeigt den Temperaturverlauf T_e nach der Kompression bei 2 mTorr Fülldruck. Der rasche Temperaturabfall kann mit

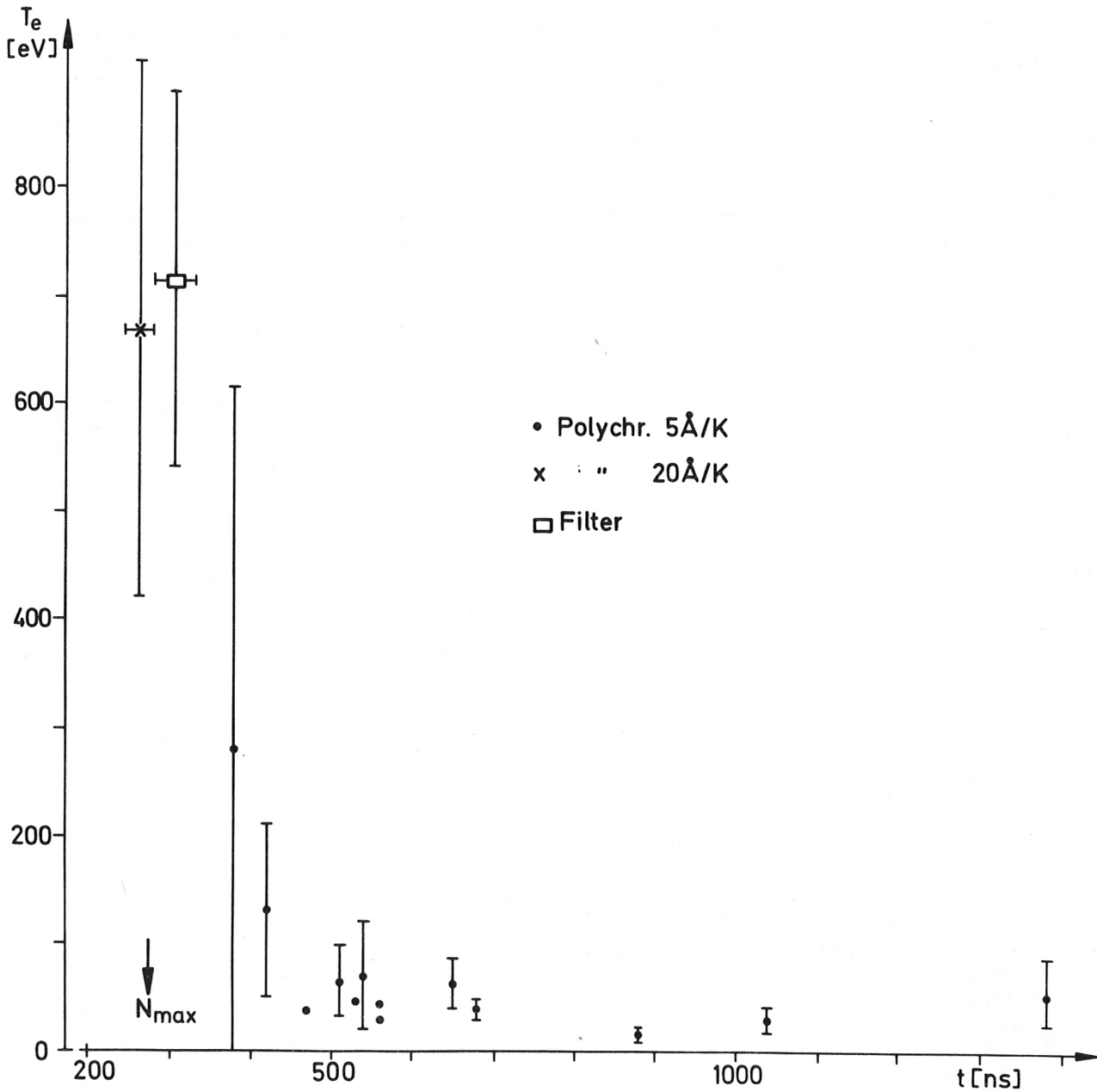


Abb. 10 Zeitlicher Verlauf der Elektronentemperatur

Wärmeleitung parallel zum Magnetfeld und mit der zur Nachionisation benötigten Energie erklärt werden. Eine Abschätzung nach Formel (11) liefert für T_e unter Verwendung der effektiven Stoßfrequenz ν_{eff} einen Temperaturverlust

$$\frac{dT_e}{dt} \approx 50 \frac{\text{eV}}{\text{ns}}$$

Die Äquipartitionszeit $t_{ec} = 1836 \quad t_{ee} = 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ ($T_e = 50 \text{ eV}$, $n_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) zeigt, daß die Nachheizung durch die heißen Ionen demgegenüber zu vernachlässigen ist.

V. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Die Arbeiten am 500-KV-Experiment haben gezeigt, daß bei Ausgangsdichten $n_0 \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ mit Hilfe der schnellen magnetischen Stoßwellenheizung ein thermonukleares Plasma ohne adiabatische Nachkompression erzeugt werden kann. Dabei wird eine anomale Verbreiterung der stromführenden Schicht im Bereich des Magnetfeldgradienten beobachtet. In einer linearen, relativ kurzen Theta-Pinch-Spule ($l = 100 \text{ cm}$, $R = 20 \text{ cm}$) bleibt das heiße Plasma ($n_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 700 \text{ eV}$, $T_i = 15 \text{ KeV}$ bei 2 mTorr D_2) jedoch nur kurze Zeit erhalten, da starke Verluste während und nach der Kompression auftreten. Eine Abschätzung der Heiz- und Verlustmechanismen ergab folgendes Bild:

Die durch den azimuthalen Strom angeregten, stark überthermischen Feldfluktuationen (Mikroinstabilitäten, $\nu_{\text{eff}} = 0.3 \omega_{\text{pi}}$) führen zu einer anomalen ohmschen Heizung, die um mehr als zwei Größenordnungen über der klassischen, auf Zweierstößen beruhenden Heizung liegt. Durch adiabatische Heizung wird wegen der zylindrischen Kompression zusätzlich etwa eine Verdopplung der allein infolge ohmscher Heizung erreichbaren Temperaturen ($T_e = 1.4 \text{ KeV}$) auf der Achse erzielt ($T_e = 3.1 \text{ KeV}$). Die Beobachtung einer demgegenüber etwa fünffach kleineren Elektronentemperatur ($T_e = 700 \text{ eV}$) läßt sich mit Wärmeleitung parallel zum Magnetfeld erklären, wenn man für die entsprechenden Stoßprozesse die gleiche Stoßfrequenz verwendet, die für die turbulente Heizung charakteristisch ist. Dies weist darauf hin, daß für den anomalen Widerstand und die anomale Wärmeleitfähigkeit ähnliche physikalische Prozesse verantwortlich sind.

Um diese Vermutung zu überprüfen, sollten die Untersuchungen bei höheren Ausgangsdichten und damit höheren effektiven Stoßfrequenzen wiederholt werden. (Nach dem angeführten einfachen Modell müßte dabei die Heizrate $\frac{dT_e}{dt}$ für die Elektronen proportional ν_{eff} ansteigen.) Weitere Aufschlüsse könnte das Studium der Richtcharakteristik der angeregten Feldfluktuationen /9/ geben, da diese isotrop angeregt sein müssen, wenn sie gleichzeitig für die Wärmeleitung parallel zum Magnetfeld und für den turbulenten Widerstand in azimuthaler Richtung verantwortlich sind.

Da das in dieser Arbeit untersuchte Plasma schon nach einigen hundert Nanosekunden durch Nachionisation und Endverluste beeinflusst wird, müßten die Erweiterungen dieser Untersuchungen, speziell hinsichtlich der Frage der Wärmeleitung senkrecht zum Magnetfeld, an einem besser ionisierten und länger eingeschlossenen Plasma angestrebt werden.

Anhang

A) Eichung des Detektorsystems

1) Polychromator

Es wurden zwei Polychromatoren verschiedener Auflösung verwendet. Letztere wurde bei festgehaltener räumlicher Dispersion mit verschieden breiten Spaltpaketen erhalten.

Spaltpaket A: 1 x 12 mm / Kanal

Spaltpaket B: 3 x 4 mm / Kanal^{+) 10-kanalig}

Littrow-Anordnung

Fernbildlinse 500 mm Brennweite, Öffnung 1:5

Reflexionsgitter 600 Strich / mm

Blaze-Wellenlänge 2.5 μ

Dispersion 2,01 mm / 10 \AA

Kontrastverhältnis und Dispersion wurden stationär mit Hilfe der Fluoreszenzlinien eines Rubinstückes und über die Rayleigh-eichung gemessen. Bemerkenswert ist, daß wegen des kleinen Öffnungsverhältnisses (1:6) der 10⁰-Beobachtungsoptik eine Fernbildlinse (f = 500 mm, Öffnung 1:5) anstelle eines bei 90⁰-Streuung normalerweise benötigten kurzbrennweitigen Objektivs verwendet werden konnte. Die Fernbildlinse (2-Linser) hat neben der größeren Abbildungsschärfe den Vorteil, daß das durch Reflexion an der Objektivoberfläche entstehende Falschlicht gegenüber den konventionellen Anordnungen (kurzbrennweitige Viellinser) etwa um einen Faktor 10 kleiner wird, z.B. betrug das Kontrastverhältnis für f = 500 mm, Spalt 3 x 4 mm / Kanal zum nächsten

+) Der Eingangskanal liegt wegen besserer Abbildungsschärfe über der Mitte der Ausgangskanäle.

und übernächsten Nachbarkanal 1:0, 027:0,001.

2) Interferenzfilter

Aus der spektralphotometrischen Vermessung der verwendeten Filter ergaben sich ihre Halbwertsbreiten bei senkrechtem Lichteinfall zu 34 Å, 104 Å und 400 Å.

3) Photomultiplier

Mit Rubin-Fluoreszenzlicht wurden Linearität (Graufilter) und relative stationäre Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der Dynodenspannung ermittelt und daraus die günstigsten Arbeitsbereiche festgelegt.

4) Rayleighgleichung

Bestätigung des linearen Zusammenhangs von Rayleighstreuungstintensität und Fülldruck H_2 . (Eichfaktor: 1 Torr $H_2 \hat{=} 1.96 \cdot 10^{13}$ streuender Elektronen /26/).

5) Laufzeiten

Zur Bestimmung der genauen Zeitdifferenz zwischen Neutronenmaximum und Streusignal wurden mittels Laserblitz die verschiedenen Laufzeiten durch Multiplier und zugehörige Kabel gemessen. Die Fluglaufzeiten von Licht und Neutronen bis zum entsprechenden Multiplier wurden berechnet.

6) Divergenzbestimmung des Lasers

Die Vermessung des Streuvolumenquerschnitts H geschah durch Verschieben des Einganglichtleiters, auf den der Laserfokus in der 90° -Anordnung abgebildet war, von Schuß zu Schuß. Mit

der bekannten Brennweite f_1 der Lasereingangslinse folgt die Divergenz $\frac{H}{f_1}$.

B) Plasmaleuchten

Wie in Kapitel III B erläutert, kann die Kontinuumsstrahlung des Plasmas in zweifacher Weise die Anwendbarkeit von Rubin-laserstreuungsmessungen begrenzen:

- a) Ist die Intensität des Plasmaleuchtens ungefähr eine Größenordnung höher als die der superponierten Thomsonstreuung, so ist das Streusignal selbst bei glattem zeitlichem Verlauf des Untergrundes (kein Rauschen) praktisch nicht mehr auflösbar (z.B. wegen Oszillographen-Strichstärke).
- b) Ist das Streusignal kleiner als die Rauschamplitude des Plasmaleuchtens, so ist eine Messung ohne weitere Maßnahmen sinnlos.

Um diesen Schwierigkeiten zu begegnen, wurden folgende experimentelle Maßnahmen ergriffen:

- a₁) 10° -Streuung ($\alpha \ll 1$) verringert gegenüber 90° -Streuung die Halbwertsbreite des zu messenden Spektrums für konstantes T_e ungefähr um einen Faktor 8 (s.o.). Das Plasmaleuchten kann dann durch spektrales Ausblenden um den gleichen Betrag reduziert werden.
- a₂) Verwendung linear-polarisierten Laserlichts:
Das Streulicht ist dann ebenfalls linear polarisiert, so daß durch Einbau eines Polarisators im Beobachtungsstrahlengang (Wollastone-Prisma, Transmission 90%, Aufspaltung unpolarisierten Lichtes in zwei senkrecht zueinander polarisierte

Strahlen) alle zum Streulicht orthogonal polarisierten Komponenten des Plasmaleuchtens wegfallen (Faktor 2). Dies war wegen depolarisierender Isolationsfolien im 90° -Beobachtungsschlitz nur für die 170° , bzw. 10° -Streuung möglich.

- a₃) Eine Erhöhung der Laserleistung unter Konstanthaltung der Divergenz verbessert unmittelbar das Signal-Untergrundverhältnis. Vorversuche ergaben die Notwendigkeit des Einsatzes des oben beschriebenen Höchstleistungslasers (800 MW).
- a₄) Zur Ausnutzung der geringen Divergenz wurden der Abbildungsmaßstab und die Form des Eintrittslichtleiters (Rechteck) der Größe des Laserfokus angepaßt.
- a₅) Alle Strahlengänge (bis zu 9 m Länge) wurden vom Beobachtungsfenster bis zum Lichtleiter vollständig eingehüllt, um Störungen durch im Raum gestreutes Plasma- und Funkenstreckenlicht zu vermeiden.
- b₁) Durch große Lichtstärke des Beobachtungsstrahlengangs (optimiert zwischen Abbildungsschärfe und Öffnungsverhältnis) wurde das Verhältnis von Signal zum Multipliierrauschen, welches durch die Elektronenstatistik entsteht, verbessert (Schrot-Effekt).

c) Falschlicht

Bei der Falschlichtunterdrückung ergab sich zunächst die Schwierigkeit, daß zur Aufweitung des Laserstrahls bei hohen Leistungen wegen auftretender Luftdurchbrüche keine teleskopische Anordnung mit Lochblende im Fokus zum Abschneiden der leistungsschwächeren, divergenteren Randzonen verwendet werden konnte. Blenden in einer Vakuumkammer ergaben wegen ihrer nicht hinreichend genauen Justierbarkeit

keine Verbesserung. Die statt dessen eingebrachte Quarzkonkavlinse (Teleskop mit virtuellem Brennpunkt) erhöhte wegen des Verzichts auf die Lochblende das Falschlicht um eine Größenordnung. Gegen das Falschlicht halfen folgende Maßnahmen:

- a) Einbau eines Eintrittsblendenrohrs, Länge 2,40 m, Außenquerschnitt 6,0 cm bei 5,0 cm Strahldurchmesser am Eingang, Abschluß durch staubfreies Brewsterfenster, Innenwandung gegen Kleinwinkelreflexion schwarz vernickelt. Bestückung: 8 reflexionsarme, ebenfalls schwarz vernickelte und berußte Blenden (Form s. Abb. 11) mit Durchmesser d zwischen 5,0 cm und 1,9 cm, so daß das vom Eingangsfenster gestreute Licht nicht mehr auf direktem Weg in den 10° -Strahlengang fällt.

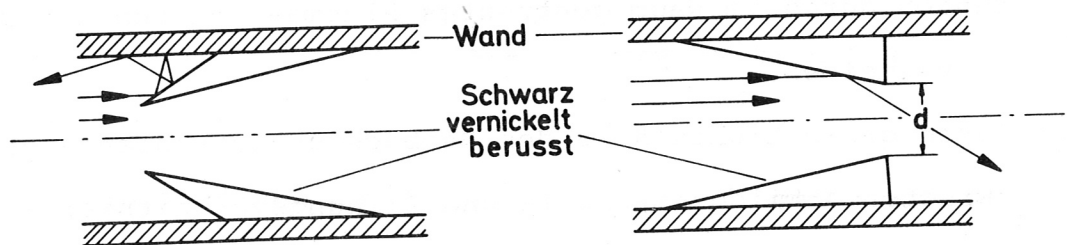


Abb. 11

Eingangsblende

Ausgangsblende

- b) Das Austrittsblendenrohr unterscheidet sich nur in Länge und Blendenform. Länge 0,80 m, Blendenform entsprechend Abb. 11.
- c) Ein Lichtsumpf aus schwarzem Samt hinter dem Austrittsfenster verhindert Rückreflexion in das Gefäß.
- d) Wesentlich verringert wurden Kleinwinkel-Mehrfachreflexionen durch Schwärzung der Außenseite des Glasgefäßes (Lack) und der großflächigen Endflansche (Ruß).

- e) Statt einer Lochblende verwendete man zur Beschneidung der intensitätsarmen Randzone des Strahls Blenden variabler Öffnung (Optimierung) vor und hinter dem Aufweitungsteleskop.
- f) Wie die Strahlengänge wurde auch der Laser samt Teleskop optisch dicht verhüllt.

D) Numerische Auswertung

Wegen ihres wesentlichen Beitrages zum Ergebnis dieser Arbeit soll die numerische Auswertung, die in dieser Form erstmals bei Laserstreumessungen angewendet wurde, genauer beschrieben werden:

Das verwendete Datenverarbeitungssystem TWR-System DELTA 70 digitalisiert Oszillogramme durch Nachzeichnen und speichert die Werte so auf Band, daß sie in einem Rechenprogramm jederzeit abgerufen werden können. Die eigentliche numerische Verarbeitung⁺⁾ besteht aus der Suche von Monitor, Streusignal und Neutronensignal, der Mittelung des Plasmaleuchtens und des Falschlichtes und der Angabe der genauen Zeitzuordnung zum Neutronenmaximum.

Maximal können 9 Kanäle und eine Referenzkurve ausgewertet werden, wobei die Signale über beliebige Zeitintervalle $\Delta t \leq 150\text{ns}$ gemittelt werden können, meistens $\Delta t = 20\text{ ns}$.

Abb. 12 zeigt den "Plot" eines repräsentativen Schusses (3 mTorr D_2 , Polychromator 20 $\text{\AA}/K$), Abb. 13 als Ergebnis von Schüssen einer ganzen Serie das mittlere Plasmaleuchten mit Fehler (Kurven 1),

⁺⁾ Das Rechenprogramm wurde von Dr. H. Niedermeyer erstellt.

die Anzahl der jeweils für ein Zeitintervall zur Mittelung des Plasmaleuchtens beitragenden Schüsse (Kurve 2), sowie die Streusignale inclusive Falschlicht (+).

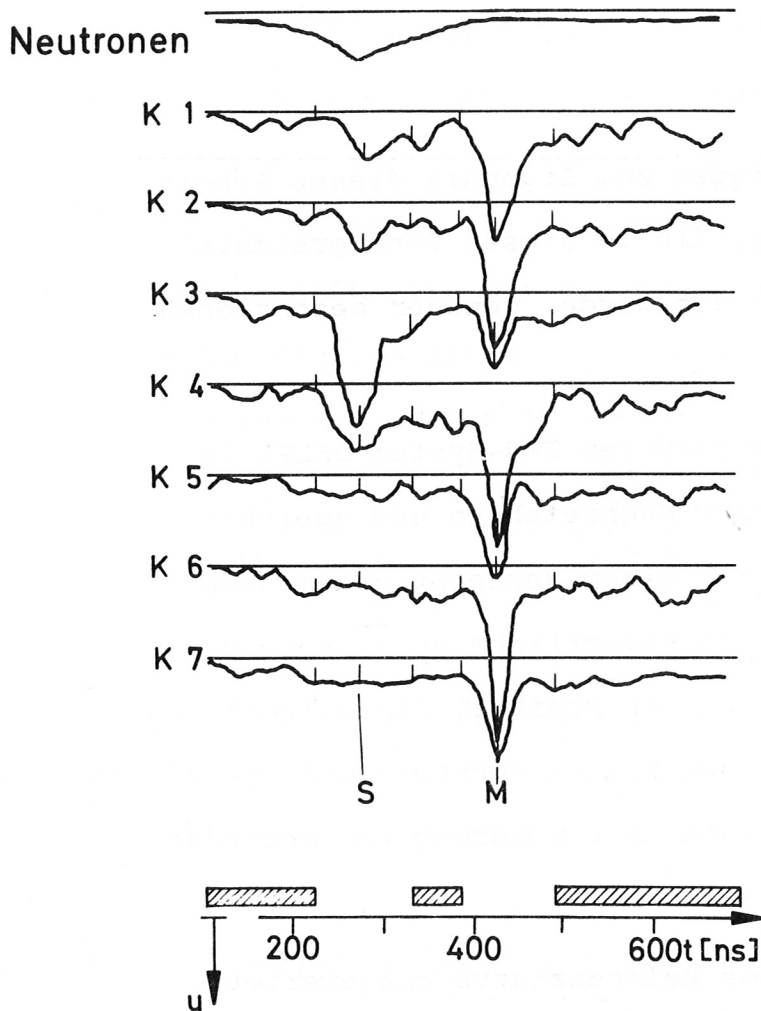


Abb. 12

Plot digitalisierter Oszillogramme eines 7-Kanal-Spektrums (K1 - K7, Spektrale Mitte bei K3). S = Streusignal, M = Monitor, u = Multipliersignal. Als Zeitreferenz dient das Maximum der Neutronenkurve. Nur über die schraffierten Bereiche trägt das Plasmaleuchten dieses Schusses zur Mittelwertbildung des Plasmaleuchtens bei.

Dieses Verfahren erlaubt die Auswertung von Signalen bis in den Bereich eines Signal-Rausch-Verhältnisses von ungefähr 1. Ein Test zur Überprüfung dieses Verfahrens auf systematische Fehler verlief positiv: Bei willkürlichen Veränderungen des experimentell festliegenden zeitlichen Abstandes zwischen

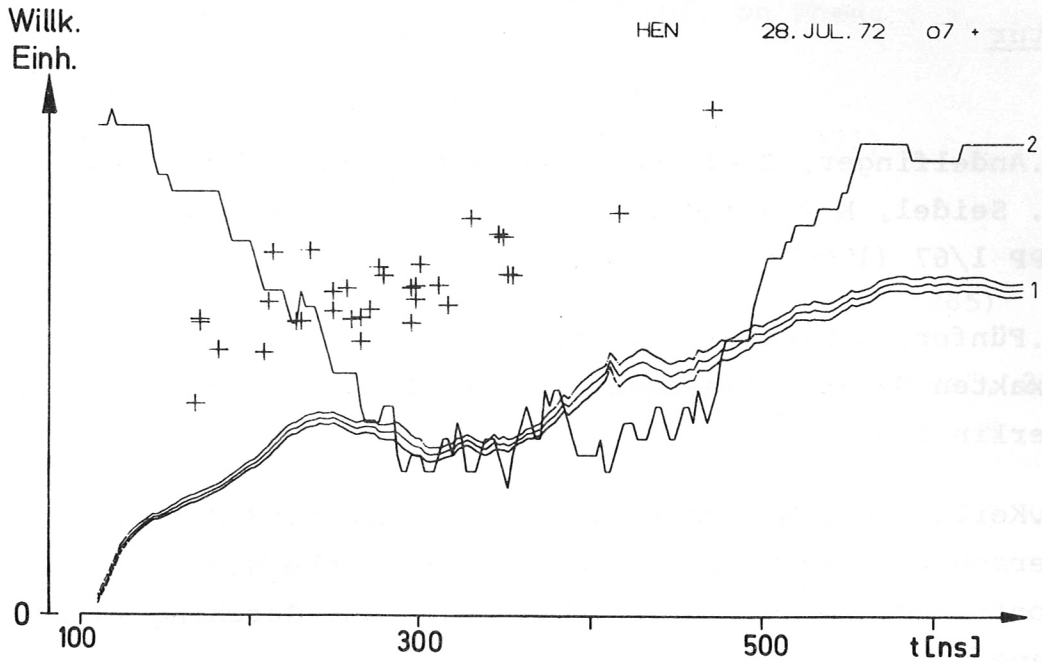


Abb. 13. Kontrollplot der Interferenzfilterserie mit $\Delta\lambda_{1/2} = 400 \text{ \AA}$, $P = 2 \text{ mTorr}$. Glättung des Plasmaleuchtens (1) durch Mittelung über viele Schüsse (Verteilungskurve 2). Die + geben das jeweilige Signal (= Streusignal + Falschlicht + Plasmaleuchten) an.

Streusignal und Monitor um $\pm 30 \text{ ns}$ gingen die ausgedruckten Zahlen um eine Größenordnung zurück und schwankten um Null. Ein weiteres Programm legte durch die so entstandenen Spektren eine Gausskurve nach der Methode der kleinsten Quadrate und gab Dichten und Temperaturen mit den daraus resultierenden Fehlern an.

Literatur

- /1/ C.Andelfinger, E.Fünfer, G.Lehner, H.Paretzke, F.Pohl, U. Seidel, K.J.Sommer, U. Ulrich: Garching Report IPP 1/67 (1967)
- /2/ E.Fünfer, G.Lehner: "Plasmaphysik" in: Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd XXXIV, Springer-Verlag, Berlin 1962
- /3/ M.Keilhacker, M.Kornherr, F.Lindenberger, G.Maret, H.Niedermeier, K.-H.Steuer: Proceedings of the Second Topical Conference on Pulsed High-Beta Plasmas, Garching 1972, Paper D3
- /4/ A.W. DeSilva, W.F. Dowe, I.J.Spalding, G.C.Goldenbaum: Physics Fluids 14, 42 (1971)
- /5/ M.Keilhacker, F.Pecorella, G.C.Vlases: Phys. Fluids 13, 2253 (1970)
- /6/ A. Gattinger: Garching Report IPP 1/126 (1972)
- /7/ G.Herrpich: Garching Report IPP 4/68 (1969)
- /8/ H. Niedermeier: Garching Report IPP 1/118 (1971)
- /9/ M.Keilhacker, K.-H.Steuer: Phys. Rev. Lett. 26 (1972), 694
- /10/ O.Theimer: Garching Report IPP 1/48 (1966)
- /11/ E.E.Salpeter: Phys. Rev. 120, 1528 (1960)
- /12/ W.H.Kegel: Garching Report IPP 6/21 (1964)
- /13/ K.-H.Steuer: Garching Report IPP 1/94 (1969)
- /14/ W.Engelhardt: private Mitteilung
- /15/ H.Röhr: Z.Physik 225, 494 (1969)

- /16/ E.Glock: Proc. VII. Intern. Conf. on Phen. Ion. Gas.,
Beograd, III (1966) 194.
- /17/ J.Sheffield: Culham Report CLM-P297 (1971)
- /18/ G.Lehner, F.Pohl: Z.Physik 207, 83 (1967)
- /19/ Braginskii: Rev. of Plasma Physics 1, 205 (1965)
- /20/ L.Spitzer jr.: "Physics of Fully Ionized Gases", 2nd
Edition, Interscience Publishers, New York, 1965
- /21/ Glasstone-Lovberg: "Kontrollierte thermonukleare Reaktionen",
Karl-Thiemig-Verlag, München (1964)
- /22/ R.L.Morse: Los Alamos Report LA-4930-MS (1972)
- /23/ H.W.Drawin: Report Fontenay-aux-Roses EUR-CEA-FC 383 (1966)
- /24/ J.L.Delcroix: Université de Paris, Rapport CP.74 (1967)
- /25/ S.C.Brown: "Basic Data of Plasma Physics", The M.I.T.
Press, Cambridge 1966
- /26/ Landolt-Börnstein, 8. Teil: "Optische Konstanten", Springer-
Verlag, Berlin 1962

Herrn Professor Fünfer danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit in seiner Abteilung des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik durchführen zu können, und für wertvolle Diskussionen im Zusammenhang mit den physikalischen Problemen der Arbeit.

Für die Themenstellung und die intensive wissenschaftliche Betreuung der Arbeit gilt mein besonderer Dank Herrn Dr. Keilhacker.

Bei Herrn Dr. Steuer bedanke ich mich für die wertvolle, tatkräftige Unterstützung bei der Lösung der theoretischen und experimentellen Probleme, bei den Herren Dr. Kornherr, Dr. Niedermeyer, Dr. Röhr und Dr. Steuer für die vielen anregenden Diskussionen, alle Hilfe und die gute Zusammenarbeit.