

Gepulste UV-Strahlungsquelle zur Erzeugung
eines hoch ionisierten Ausgangsplasmas nied-
riger Dichte

Anton Gattinger

IPP 1/126

Februar 1972

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Gepulste UV-Strahlungsquelle zur Erzeugung
eines hoch ionisierten Ausgangsplasmas nied-
riger Dichte

Anton Gattinger

IPP 1/126

Februar 1972

*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.*

(in German)

February 1972

Abstract

A 100 kV Z-pinch, pulse-filled with high-density xenon gas, is used as radiation source for photoionizing hydrogen or rare gases at filling pressures of 1 - 10 mtorr. This produces a homogeneous, magnetic field free, highly ionized (degree of ionization $\approx 10\%$ in H_2 and $\approx 20\%$ in Ar) plasma suitable for example, for collisionless shock wave experiments.

Experimental and theoretical investigations have yielded information on the conversion of the stored electrical energy into radiation energy. As a result of fast magnetic compression and ohmic heating (the relatively low temperature of max. 6 eV due to multiple ionization of the xenon atoms being favourable) the xenon pinch absorbs 30% of the stored electrical energy. Investigation of the matching of the external circuit to the Z-pinch by means of the snowplow model shows that the energy transmission efficiency could be increased about 50% if the current half-cycle is made equal to the compression time.

The suitability of the xenon pinch as a radiation source is due, on the one hand, to the total emission of the absorbed energy and, in particular, to the spectral distribution of the radiation, which is favourable for the ionization of hydrogen. It is found that the radiation is mainly emitted in lines whose intensity maximum is at the same wavelength $\lambda \approx 700 \text{ \AA}$ as the maximum of the photoionization cross section owing to the low temperature of the xenon plasma.

Zusammenfassung	
A. Einleitung	1
B. Strahlungsquelle: Xenon-Pinch	4
I. Experimentelle Untersuchungen und Ergebnisse	6
1. Pinchdynamik	6
2. Plasmaparameter	7
a) Elektronendichte	9
b) Temperatur	10
3. Strahlungsspektrum	11
II. Diskussion der Energieübertragung durch den Strahlungspinch	14
1. Energieaufnahme und Aufheizung des Plasmas	14
a) Schnelle magnetische Kompression	14
b) Ohmsche Heizung	15
c) Innere Energie des Plasmas	15
d) Wirkungsgrad der Energieaufnahme	17
2. Energieabstrahlung des Plasmas	21
a) Abschätzung des abgestrahlten Energiebetrages	21
b) Art und spektrale Verteilung der Strahlung	21
aa) Verhältnis von Linien- zu Kontinuumstrahlung	21
bb) Vergleich der von H ₂ - und Xe-Pinch abgestrahlten Energie	22
cc) Optische Dicke und spektrale Verteilung der Linienstrahlung	23
dd) Optimierung der Abstrahlung eines schwarzen Strahlers	23
C. Photoionisiertes Plasma	25
I. Experimentelle Ergebnisse	25
1. Ionisierungsgrad	25
2. Homogenität des Plasmas	27
3. Massenspektrometrische Analyse	27

	Seite
II. Diskussion der Vorgänge im photoionisierten Plasma	29
1. Abschätzung der Temperatur der Photoelektronen	29
2. Massenzusammensetzung des Plasmas	30
3. Zeitliche Entwicklung von Elektronendichte und Temperatur	32
D. Zusammenfassung wesentlicher Ergebnisse und Verbesserungsvorschläge für die Strahlungsvorionisierung	33
Anhang I Interferometrische Bestimmung der Xe-Neutralgasverteilung	35
Anhang II Bestimmung der Elektronendichte im Z-Pinch aus Starkverbreiterung von Linien	36
Anhang III Temperaturbestimmung im Z-Pinch aus Linienintensitätsmessungen	38
Anhang IV Beobachtung des UV-Strahlungsspektrums	40
Anhang V Abschätzung des abgestrahlten Energiebetrages aus aufgenommenem Strahlungsspektrum und gemessenem Ionisierungsgrad im Testgas	42
Literaturverzeichnis	

Zusammenfassung

Ein 100 kV-Z-Pinch, der gepulst mit Xenongas hoher Dichte gefüllt wird, dient als Strahlungsquelle für die Photoionisierung von Wasserstoff oder Edelgasen bei Fülldrücken von 1 - 10 mTorr. Es wird damit ein homogenes, magnetfeldfreies, hochionisiertes (Ionisierungsgrad $\approx 10\%$ in H_2 und $\approx 20\%$ in Ar) Plasma erzeugt, das u. a. als Ausgangsplasma zur Untersuchung stoßfreier Stoßwellen benutzt wird.

Experimentelle und theoretische Untersuchungen haben Aufschluß über die Umwandlung der gespeicherten elektrischen Energie in Strahlungsenergie gegeben. Der Xenonpinch nimmt bei der schnellen magnetischen Kompression und durch ohmsche Heizung (günstig die relativ niedrige Temperatur von max. 6 eV infolge Vielfachionisation der Xenonatome) etwa 30 % der gespeicherten elektrischen Energie auf. Eine Untersuchung der Anpassung zwischen Z-Pinch und äußerem Kreis mit Hilfe des Schneepflugmodells zeigt, daß der Wirkungsgrad der Energieübertragung um ca. 50 % erhöht werden könnte, wenn die Stromhalbwellenlänge gleich der Kompressionszeit gemacht wird.

Die gute Eignung des Xenonpinches als Strahlungsquelle beruht einerseits auf der totalen Abstrahlung der aufgenommenen Energie, vor allem aber auf der für Ionisation von Wasserstoff günstigen spektralen Verteilung der Strahlung. Es zeigt sich, daß die Strahlung hauptsächlich in Linien emittiert wird, deren Intensitätsmaximum wegen der niedrigen Temperatur des Xenonplasmas bei der gleichen Wellenlänge $\lambda \approx 700 \text{ \AA}$ wie das Maximum des Wirkungsquerschnitts für Photoionisation liegt.

A. Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einer Methode zur Vorionisierung von Gasen bei niedrigen Drücken ($p < 10$ mTorr) mittels Photoionisierung. Sie wurde durch Experimente mit stoßfreien Stoßwellen angeregt / 1 /, die ein möglichst homogenes, magnetfeldfreies Ausgangsplasma erfordern, in dem die freien Weglängen mindestens einige cm betragen.

Die bisher zur Vorionisierung verwendeten stromstarken Gasentladungen (Z-Pinch / 2 /, θ -Pinch / 3 /) erfüllen diese Forderungen nur teilweise: Die Pinchdynamik führt zu radialen Inhomogenitäten der Plasmasäule, Verunreinigungen sind relativ hoch, und es fließen für längere Zeit unerwünschte Restströme im Plasma. Des weiteren ist es schwierig, derartige Entladungen bei Drücken unterhalb 10 mTorr zu zünden.

Eine andere Möglichkeit der Vorionisierung, das Plasma in einem Hochfrequenzfeld mit überlagertem Magnetfeld zu erzeugen / 4 /, führt nur zu sehr geringen Ionisierungsgraden.

Auch der Versuch, in einer sogenannten Plasmakanone vollionisierte Wasserstoffplasmen niedriger Dichte zu erzeugen und sie in ein Experiment einzuschließen / 5 /, befriedigt nicht, da diese Plasmoide nur kurze Zeit am Orte des Experiments zur Verfügung stehen und relativ hohe Führungsfelder (> 1 kGauß) benötigt werden.

Um alle diese Schwierigkeiten zu umgehen, wurde von G. Hofmann, M. Keilhacker, F. Pecorella und G. Vlases die Methode der Strahlungsvorionisierung entwickelt / 6 - 8 /. Die zur Vorionisierung verwendete Strahlungsquelle sollte dabei so gestaltet sein, daß die Ausbeute an ionisierender Strahlung möglichst hoch ist. Im Idealfall sollte die gesamte zur Verfügung stehende Energie bei der für die Photoionisation eines bestimmten Gases optimalen Wellenlänge λ_m abgestrahlt werden, im Falle von Wasserstoff also bei $\lambda_m \approx 700 \text{ \AA}$. Da dieser Idealfall (z.B. Abstrahlung in einer Resonanzlinie) nicht zu verwirklichen ist, versucht man die in einem breiten Spektrum emittierte Strahlung im Hinblick auf hohe Photoionisierung zu optimieren.

Liegt die Größe des Energiespeichers fest, und legt man besonderen Wert auf einen möglichst hohen Wirkungsgrad der Energieumwandlung, so sollte man versuchen, einen Linienstrahler zu erzeugen, dessen Linien im Bereich um 700 \AA konzentriert sind. Grundsätzlich sollte dabei die Temperatur des Strahlers möglichst hoch sein, damit die Linienintensitäten optisch dünn

bleiben und somit möglichst groß werden können. Wenn man jedoch die Temperatur beliebig erhöht, wird es nicht mehr gelingen, die Linien im richtigen Spektralbereich zu halten.

Dies führt zur zweiten Art einer Lichtquelle, dem vollkommenen schwarzen Strahler, der sicher dann optimalen Lösung, wenn sozusagen beliebig viel Energie zur Verfügung steht. Beim schwarzen Strahler wird natürlich auch Energie in ungünstigeren Wellenlängenbereichen abgestrahlt. Um in diesem Fall einen möglichst hohen Wirkungsgrad zu erzielen, muß die Temperatur des schwarzen Strahlers so gewählt werden, daß die Faltung des schwarzen Strahlungsspektrums mit dem Ionisierungsquerschnitt einen maximalen Wert ergibt.

Die oben erwähnte Strahlungsvorionisierung verwendet einen Xenonpinch hoher Dichte als UV-Lichtquelle. Da es für den zur Photoionisierung benötigten Wellenlängenbereich von $500 - 1000 \text{ \AA}$ / 9 / keine strahlungsdurchlässigen Materialien gibt, kann der Entladungsraum nicht durch Fenster vom zu ionisierenden Testgas getrennt werden. Deshalb läßt man das Xenon kurz vor der Zündung der Pinch-Entladung mittels eines schnell öffnenden elektromagnetischen Ventils / 10 / in das Entladungsgefäß einströmen.

Mit dieser Vorionisierung gelang es, bei niedrigen Fülldrücken (1 - 10 mTorr) ein homogenes, strom- und verunreinigungsfreies Ausgangsplasma zu erzeugen. Die erzielten Ionisierungsgrade liegen je nach Testgas zwischen 9 und 26 %. Es zeigte sich dabei, daß man mit einem Wasserstoffpinch eine geringere Ausbeute an ionisierender Strahlung erreicht als mit einem Xenonpinch. Es wurde vermutet, daß dies darauf zurückzuführen ist, daß einerseits das Xenonplasma wegen der größeren Masse mehr Energie aufnimmt, andererseits jedoch seine Temperatur wegen der mehrfachen Ionisierung der Xenonatome niedriger bleibt und somit das Intensitätsmaximum der Strahlung in einem für Photoionisierung günstigeren Wellenlängenbereich liegt.

Aufgabe der vorliegenden Arbeit ist es, durch experimentelle Bestimmung der verschiedenen Plasmamparameter im Pinchplasma zu prüfen, in wieweit die verwendete Strahlungsquelle den oben dargelegten Überlegungen hinsichtlich optimaler Photoionisierung entspricht. Dabei ist zu untersuchen, in welchem Spektralbereich die Energie abgestrahlt wird und ob die Strahlungsquelle bereits ein schwarzer Strahler ist.

Neben der Optimierung der spektralen Strahlungsverteilung in Bezug auf hohe Ausbeute an ionisierender Strahlung ist es wichtig, auf das Plasma in der Pinchladung einen möglichst großen Teil der im äußeren Kreis gespeicherten Energie zu übertragen. Dieses Problem wird an Hand eines einfachen Modells betrachtet, wobei die Plasmakompression nach dem sogenannten Schneepflugmodell behandelt wird. Diese theoretischen Abschätzungen werden mit experimentellen Ergebnissen verglichen.

Im zweiten Teil der Arbeit werden die Eigenschaften des durch Photoionisation erzeugten Plasmas untersucht. Dabei interessieren vor allem die Homogenität des Ionisierungsgrades und die Massenzusammensetzung des Plasmas.

Am Schluß der Arbeit werden auf Grund der gewonnenen Ergebnisse Vorschläge für eine Verbesserung der Strahlungsvorionisierung erarbeitet.

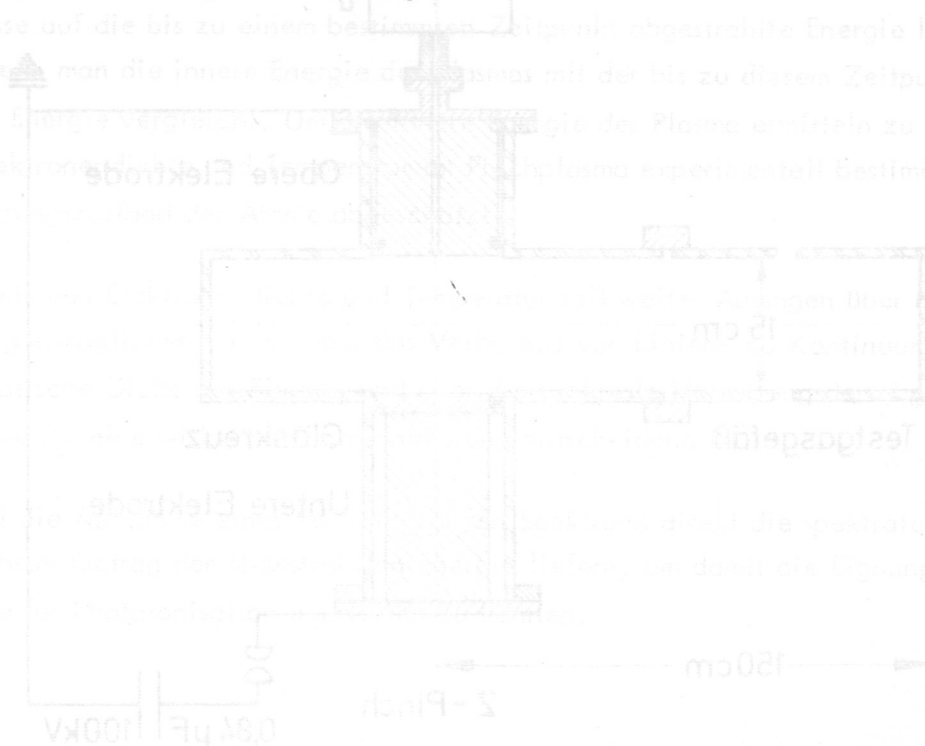


Abb. 1 Schematische Darstellung der Apparatur zur Strahlungsvorionisierung

B. Strahlungsquelle: Xenonpinch

Der Strahlungs-Z-Pinch ist schematisch in Abb. 1 dargestellt. Die im Kondensator bei 100 kV Ladespannung gespeicherte Energie beträgt 4.2 kJ, die Entladungsfrequenz des elektrischen Kreises 530 kHz. Das Glasgefäß mit dem zu ionisierenden Testgas schließt sich direkt, d. h. ohne Fenster, an die Strahlungsquelle an. Es hat einen Durchmesser von 15 cm und eine Länge von 150 cm. Diese Abmessungen sind typisch für das θ -Pinch-Experiment, an dem die Strahlungsvorionisierung eingesetzt werden soll. In der Praxis werden an beiden Enden des Testgasgefäßes Strahlungs-Z-Pinche angebracht.

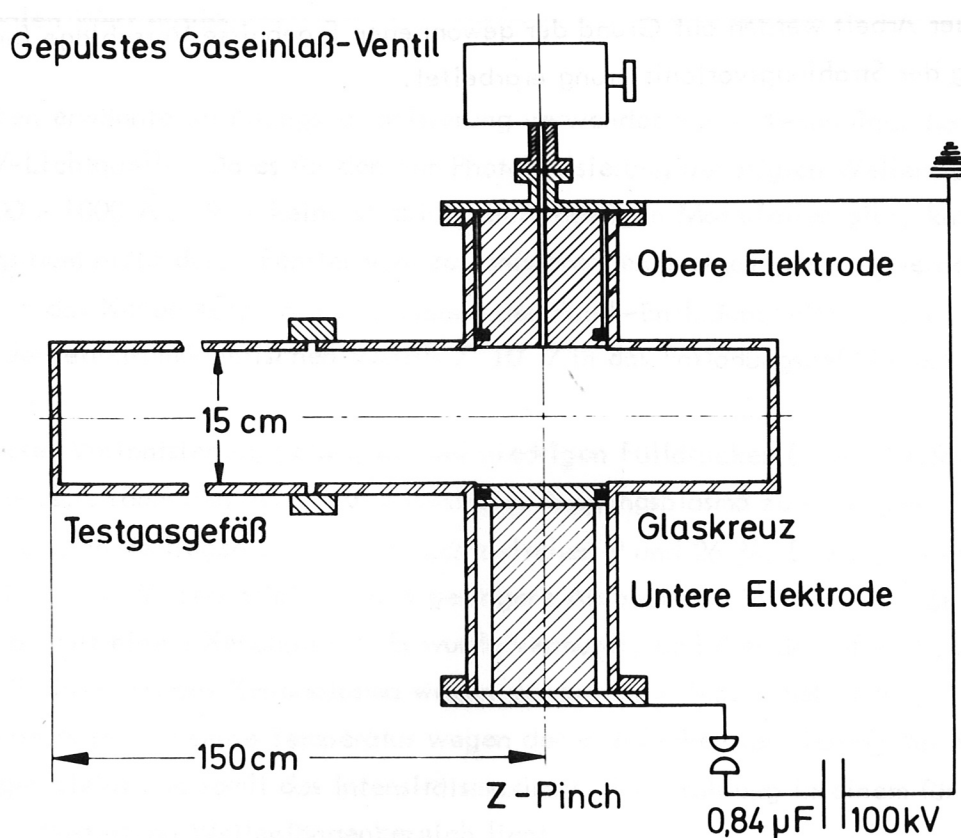


Abb. 1 Schematische Darstellung der Apparatur zur Strahlungsvorionisierung

Der Z-Pinch wird in Xenongas relativ hoher Dichte ($n_{Xe} \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) erzeugt, um eine größtmögliche Ausbeute an ionisierender Strahlung zu erzielen. Aufgabe des Xenon-Gases ist es, die im Kondensator gespeicherte Energie möglichst effektiv in Strahlung im gewünschten Wellenlängenbereich umzuformen. Bei der Pinch-Entladung nimmt das Xenon-Plasma Energie sowohl durch Joulesche Aufheizung als auch in Form von gerichteter kinetischer Energie auf; letztere wird dann bei der Reflexion der Stoßwelle auf der Achse thermalisiert. Deshalb soll zunächst die Dynamik des Xenonpinches untersucht werden. Kompressionszeit und mittlere Kompressionsgeschwindigkeit werden aus Schmierbildaufnahmen entnommen. Absolutwert und räumliche Verteilung der Neutralgasdichte vor der Entladung, die die Pinchdynamik wesentlich beeinflussen, werden interferometrisch bestimmt. Die vom Plasma während der Kompression aufgenommene Energie wird direkt über Strom und Spannung gemessen.

Rückschlüsse auf die bis zu einem bestimmten Zeitpunkt abgestrahlte Energie lassen sich ziehen, wenn man die innere Energie des Plasmas mit der bis zu diesem Zeitpunkt aufgenommenen Energie vergleicht. Um die innere Energie des Plasma ermitteln zu können, werden Elektronendichte und Temperatur im Pinchplasma experimentell bestimmt und daraus der Ionisierungszustand der Atome abgeschätzt.

Die Kenntnis von Elektronendichte und Temperatur soll weitere Aussagen über die Art der Abstrahlung ermöglichen, d. h. über das Verhältnis von Linien- zu Kontinuumstrahlung, über die optische Dicke des Plasmas und über die spektrale Verteilung der abgestrahlten Energie, die für eine wirksame Photoionisierung entscheidend ist.

Weiter soll die Aufnahme eines zeitintegrierten Spektrums direkt die spektrale Verteilung und den Absolutbetrag der abgestrahlten Energie liefern, um damit die Eignung der Strahlungsquelle für Photoionisation beurteilen zu können.

I. Experimentelle Untersuchungen und Ergebnisse

1. Pinchdynamik

In einer Pinchentladung hängen Kompressionszeit und -geschwindigkeit entscheidend von der Massendichte und dem Radius der Gassäule zum Zündzeitpunkt ab. Deshalb wurde mit einem Mach-Zehnder-Interferometer die Neutralgasverteilung nach Öffnen des gepulsten Einlaßventils untersucht (siehe Anhang I).

Es zeigte sich, daß im Testgas der höchste Ionisierungsgrad erzielt werden konnte, wenn die Pinchentladung etwa $940 \mu\text{s}$ nach Öffnen des Ventils gezündet wurde.

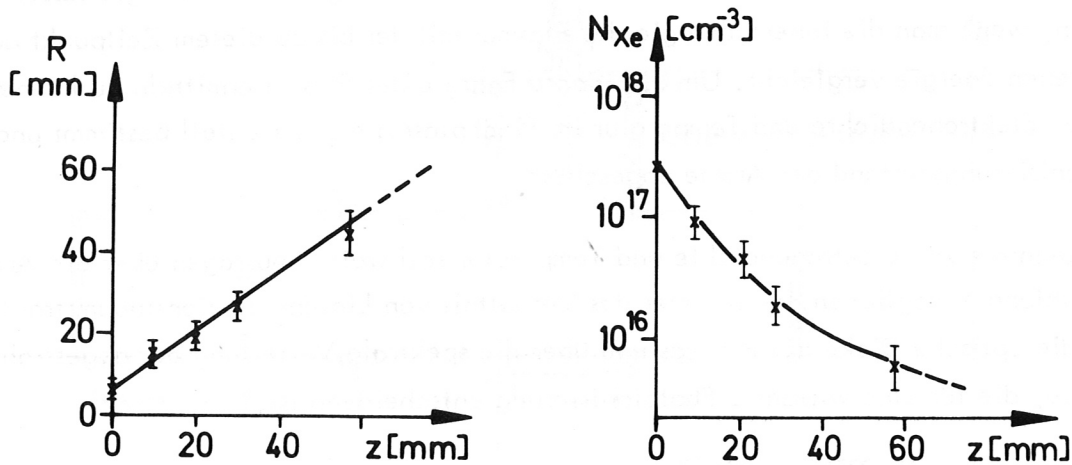


Abb. 2 Radius der Xenon-Gassäule R und Xenon-Neutralgasdichte N_{Xe} in Abhängigkeit von der Einströmrichtung z zum Zeitpunkt $940 \mu\text{s}$ nach Öffnen des Gaseinlaßventils

In Abb. 2 sind für diesen Zeitpunkt Radius und axiale Dichteverteilung der Neutralgasäule dargestellt: In der Nähe der oberen Elektrode ($z = 0$) beträgt die Neutralgasdichte $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, während sie beim halben Elektrodenabstand ($z = 70 \text{ mm}$) infolge des kegelförmigen Ausströmens auf $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ abgesunken ist. Bei einem Auflösungsvermögen von 1/10-Streifenverschiebung konnte man die aufgenommenen Interferogramme gerade noch bis zur Mitte des Raumes zwischen den beiden Elektroden auswerten, dann wurde die Dichte zu klein.

Um die bei der Pinchentladung ins Plasma gelangende elektrische Energie ermitteln zu können, wurden der Entladungsstrom und die an der Entladungstrecke abfallende Spannung gemessen (Abb. 3). Aus Abb. 3 kann man ersehen, daß von den 4.2 kJ gespeicherter Energie etwa 1.2 kJ vom Plasma aufgenommen werden. Bis zum Ausdämpfen des Entladestromes steckt ein großer Teil der Energie im Magnetfeld.

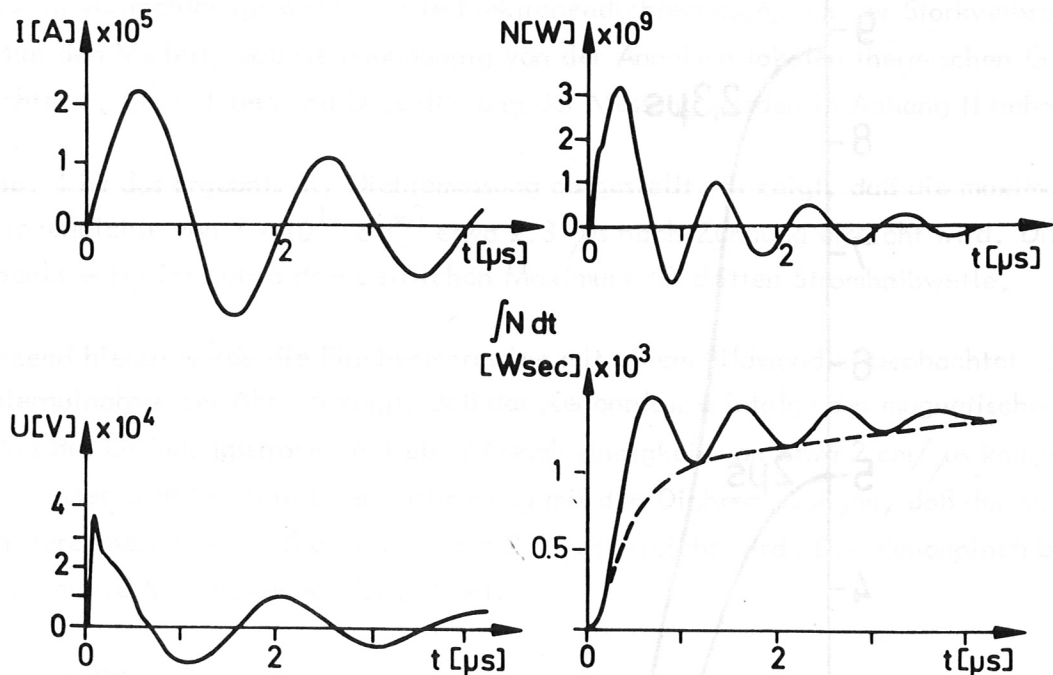


Abb. 3 Entladungsstrom J , Spannungsabfall U am Entladungsgefäß, Elektrische Leistung $N = U \cdot J$, Energie $A = \int N dt$ (gestrichelte Kurve : Plasmaenergie)

2. Plasmaparameter Elektronendichte und Temperatur

Elektronendichte und Temperatur im Strahlungspinch wurden spektroskopisch bestimmt, und zwar in der Mittelebene des Z-Pinches ($z = 70 \text{ mm}$, vgl. Abb. 2). Dabei wurden Methoden benutzt, die bei den zu erwartenden Elektronendichten ($10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) und Temperaturen (einige eV) hinreichend empfindliche Messungen ermöglichten.

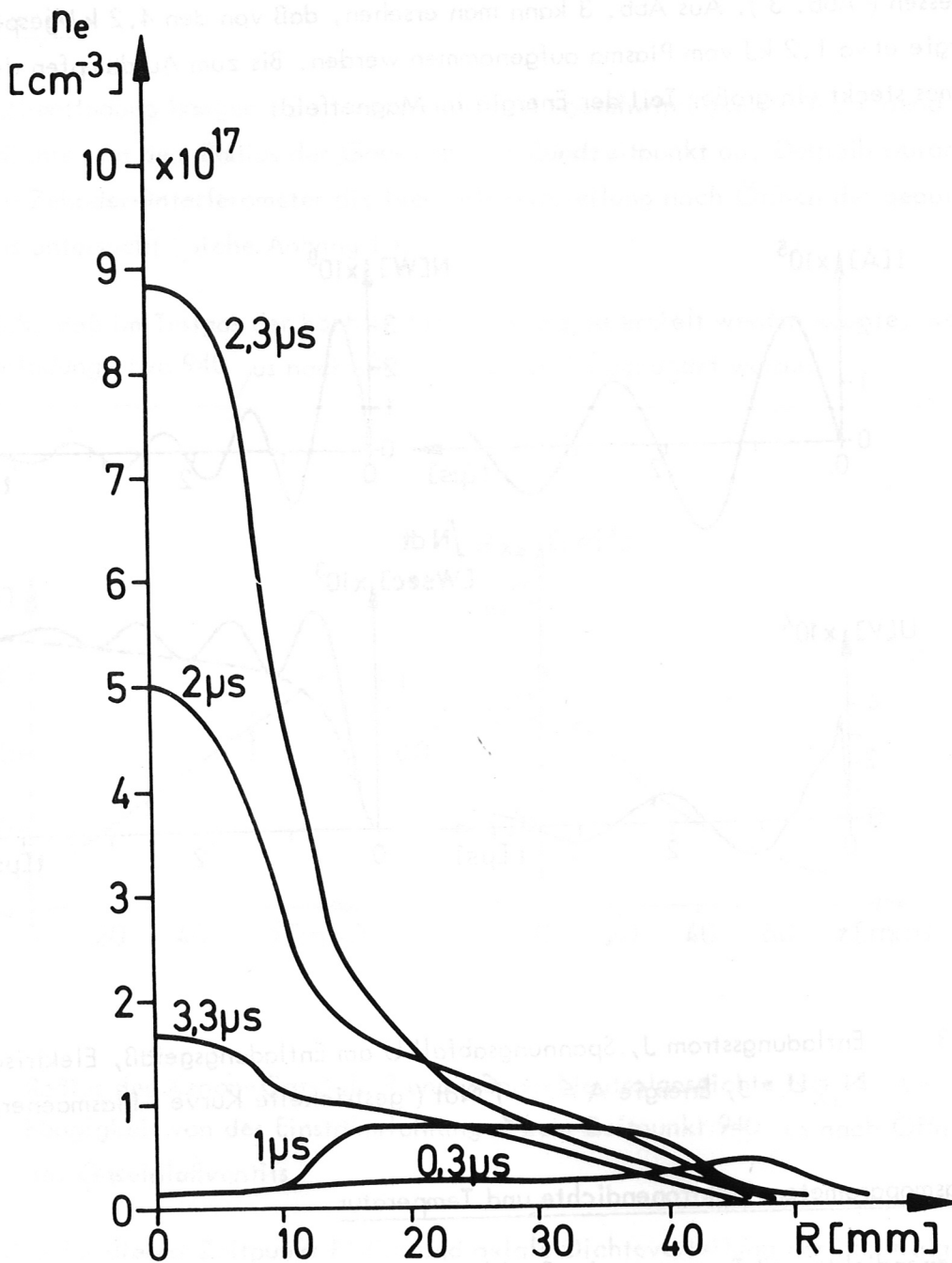


Abb. 4 Elektronendichteprofile im Xenonpinch

a) Elektronendichte

Die Elektronendichte wurde über die Messung der Starkverbreiterung von Linien ermittelt. Wie eine Abschätzung zeigt, ist bei den in der Arbeit vorkommenden Elektronendichten und Temperaturen die Dopplerverbreiterung gegenüber der Starkverbreiterung vernachlässigbar. Ebenso kann die mit der radialen Teilchenbewegung verbundene Dopplerverschiebung vernachlässigt werden. Die Elektronendichtemessung aus der Starkverbreiterung hat den Vorteil, daß sie unabhängig von der Annahme lokalen thermischen Gleichgewichts ist. Grundlagen und Durchführung der Messung werden in Anhang II behandelt.

In Abb. 4 ist das Ergebnis der Dichtemessung dargestellt. Es zeigt, daß die maximale Elektronendichte von $9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ etwa $2.3 \mu\text{s}$ nach Zündung erreicht wird. Dieser Zeitpunkt entspricht etwa dem zeitlichen Maximum der dritten Stromhalbwelle.

Ergänzend hierzu wurde die Pinchkompression mit einem Bildwandler beobachtet. Die Schmieraufnahme der Abb. 5 zeigt, daß das Xenonplasma infolge des magnetischen Druckes des Entladungsstromes mit einer Geschwindigkeit von etwa $2 \text{ cm}/\mu\text{s}$ komprimiert wird. Weiter ergibt sich in Übereinstimmung mit den Dichtemessungen, daß der minimale Plasmadurchmesser von 1.5 cm nach etwa $2.3 \mu\text{s}$ erreicht wird. Der Xenonpinch bleibt einige weitere Mikrosekunden lang stabil.

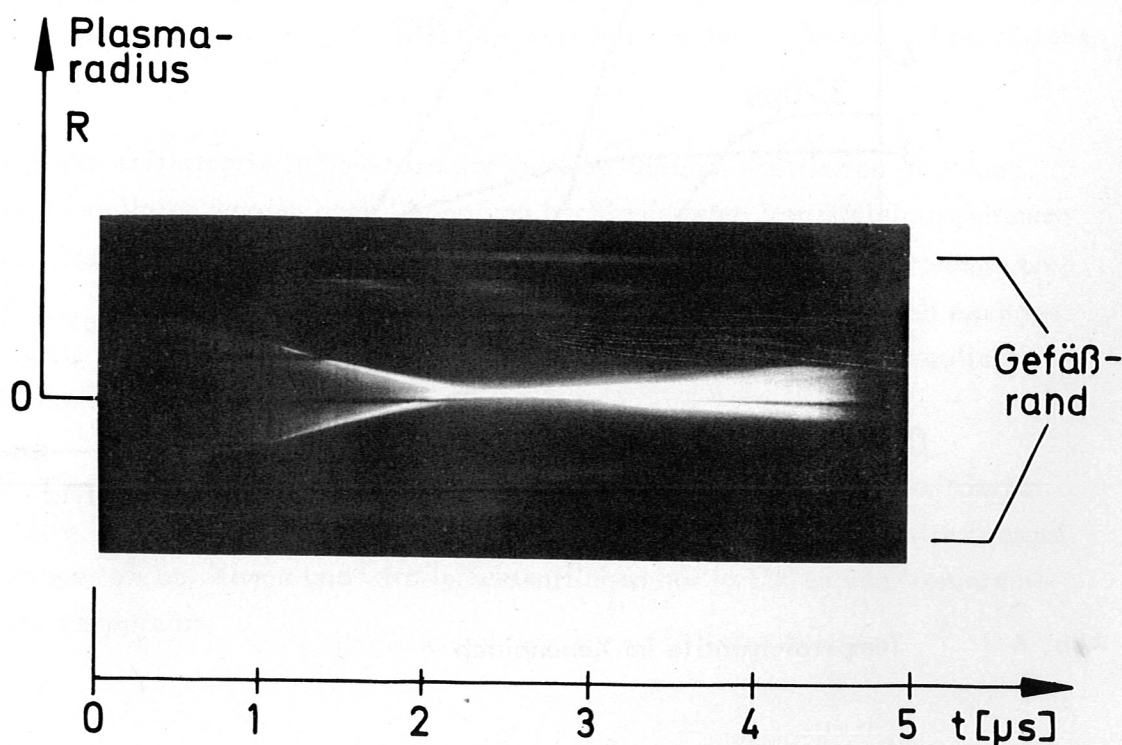


Abb. 5 Schmieraufnahme des Xenonpinches

b) Plasmatemperatur

Bei Plasmen hoher Dichte und niedriger Temperatur kann die Elektronentemperatur aus dem Intensitätsverhältnis zweier Spektrallinien bestimmt werden. Bei der Auswahl der Linien wurde beachtet, daß die beiden oberen Niveaus durch eine Energiedifferenz vergleichbar mit kT getrennt sein sollten, damit das Intensitätsverhältnis der Linien empfindlich von der Temperatur abhängt.

Voraussetzung für die Gültigkeit dieser Methode ist, daß sich das Plasma im lokalen thermischen Gleichgewicht befindet, daß die beobachteten Spektrallinien optisch dünn sind und daß die Relaxationszeiten klein genug sind. Wie in Anhang III gezeigt wird, sind diese Voraussetzungen erfüllt.

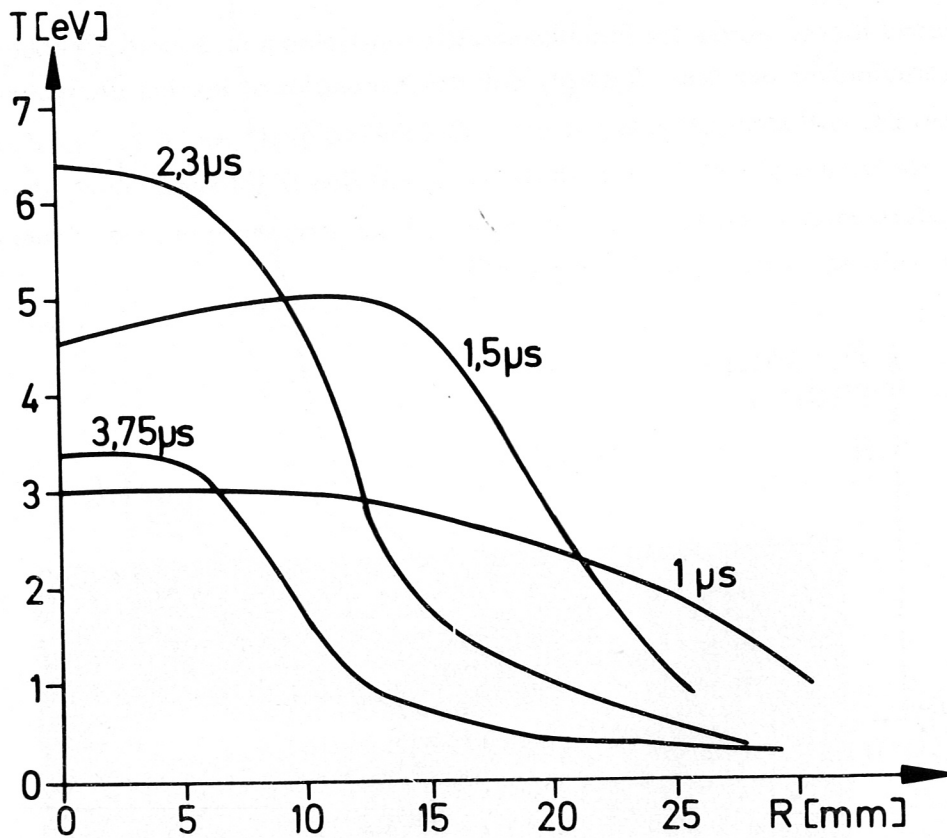


Abb. 6 Temperaturprofile im Xenonpinch

Die Durchführung der Messung ist ebenfalls in Anhang III beschrieben. Das Ergebnis ist in Abb. 6 dargestellt. Man sieht, daß die Plasmatemperatur - ebenso wie die Elektronendichte - zum Zeitpunkt der maximalen Kompression, also etwa $2.3 \mu\text{s}$ nach Zündung, ihren maximalen Wert von etwa 6 eV erreicht. Ein wichtiges Ergebnis ist, daß die Temperatur des Xenon-Plasmas relativ niedrig bleibt.

Wie den vorliegenden Schmieraufnahmen (Abb. 5) zu entnehmen ist, ist die Kompression nach $2.3 \mu\text{s}$ abgeschlossen und Trägheitskräfte können vernachlässigt werden. Deshalb können zur Kontrolle die gemessenen Werte von Elektronendichte und Temperatur für den Zeitpunkt der ersten maximalen Kompression mit den aus dem Druckgleichgewicht folgenden Werten verglichen werden. Setzt man in diese sogenannte Bennett-Relation / 11 / Plasmastrom und Plasmadurchmesser zum Zeitpunkt der Kompression ein, so sieht man, daß sie durch die gemessenen Werte für Elektronendichte und Temperatur (6 eV , $9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) erfüllt wird.

3. Strahlungsspektrum

Die Eignung einer Strahlungsquelle für die Photoionisierung von Plasmen hängt von ihrer Strahlungsleistung und deren spektralen Verteilung ab. Der für die Ionisierung von Wasserstoff und Edelgasen interessante Wellenlängenbereich liegt zwischen 500 \AA und 1000 \AA . Dieser Spektralbereich der vom Z-Pinch emittierten Strahlung wurde mit einem Vakuumspektrographen untersucht / 12 /, wobei als Detektor sowohl Filme als auch Photomultiplier verwendet wurden. Die Meßanordnung sowie die intensitätsmäßige Eichung des verwendeten Films durch Ermittlung der Schwärzungskurve werden in Anhang IV beschrieben.

Abb. 7 zeigt das zeitintegrierte Spektrum der vom Xenonpinch emittierten Strahlung. Neben den Xenonlinien werden auch Linien von hochionisierten Verunreinigungsatomen beobachtet. Das Intensitätsmaximum liegt bei etwa 700 \AA , was für die Ionisierung von Wasserstoff ($E_{\text{ion H}_2} \cong 803 \text{ \AA}$) sehr günstig ist. Es konnte experimentell nachgewiesen werden, daß² das im Spektrum erscheinende Quasikontinuum kein Streulicht aus anderen Wellenlängenbereichen ist (siehe Anhang IV).

Zum Vergleich zeigt Abb. 7 noch das Spektrum der vom Wasserstoff-Pinch emittierten Strahlung. Die im interessierenden Wellenlängenbereich um 700 \AA abgestrahlte Energie ist weit geringer als bei Xenon und wird im wesentlichen nur in Linien von Verunreinigungsatomen abgestrahlt.

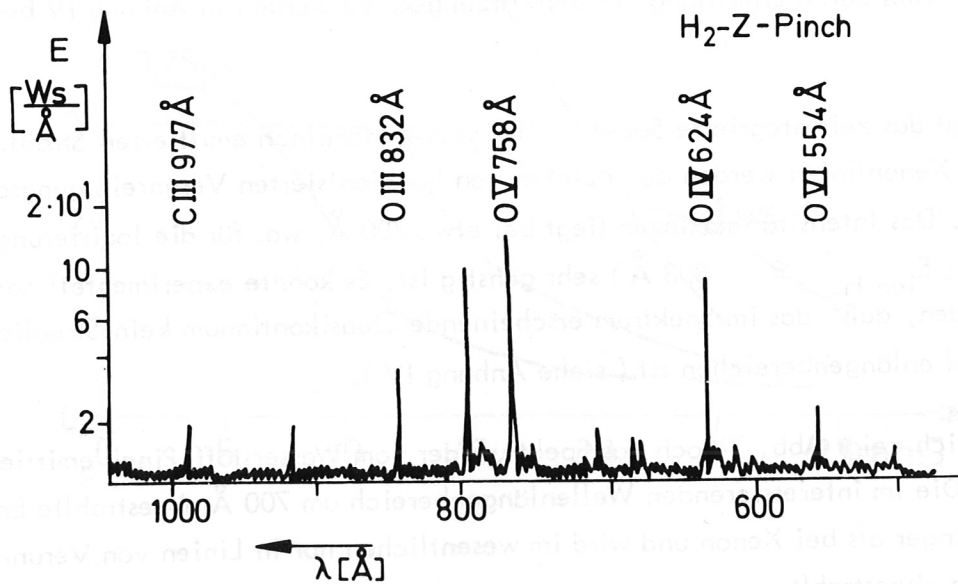
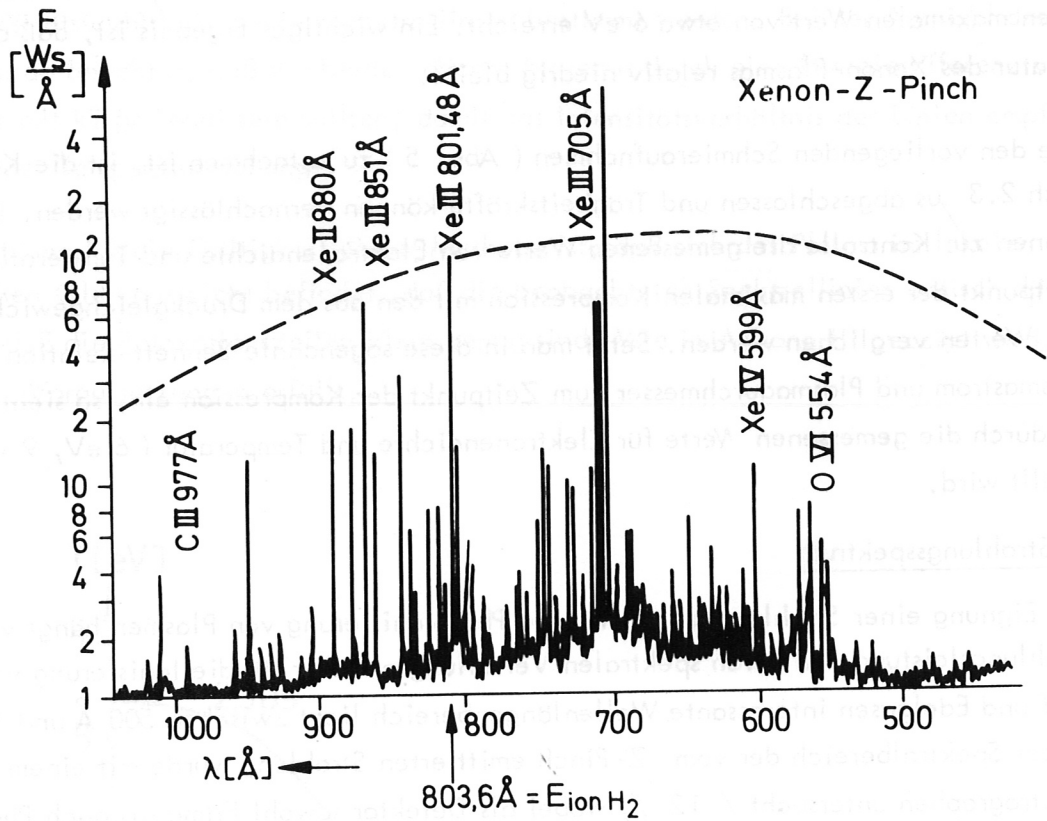


Abb. 7 Zeitintegriertes UV-Strahlungsspektrum des Xenon- bzw. Wasserstoffpinches

Um Hinweise auf die Temperatur des Plasmas zu erhalten, wurde die zeitliche Entwicklung einiger Ionenlinien verfolgt. Die Ionen durchlaufen während der Entladung wegen der Aufheizung des Plasmas im zeitlichen Nacheinander verschiedene Ionisierungsstufen. Da die meisten starken Linien der höher ionisierten Atome im ultravioletten Bereich des Spektrums liegen, wurden diese zeitlich aufgelösten Intensitätsmessungen ebenfalls mit dem Vakuum-spektrographen und mit einem Photomultiplier durchgeführt.

Abb. 8 zeigt, wie die Linien entsprechend ihrer steigenden Ionisierungsenergie nacheinander ausbrennen. Die Linien von niedrigen Ionisierungsstufen wachsen dann bei Einsetzen der Rekombination nachmals an. Beobachtet wurden folgende Linien: Xe^{III} 851 Å, O^{III} 832 Å, O^{V} 774 Å und O^{V} 1371 Å.

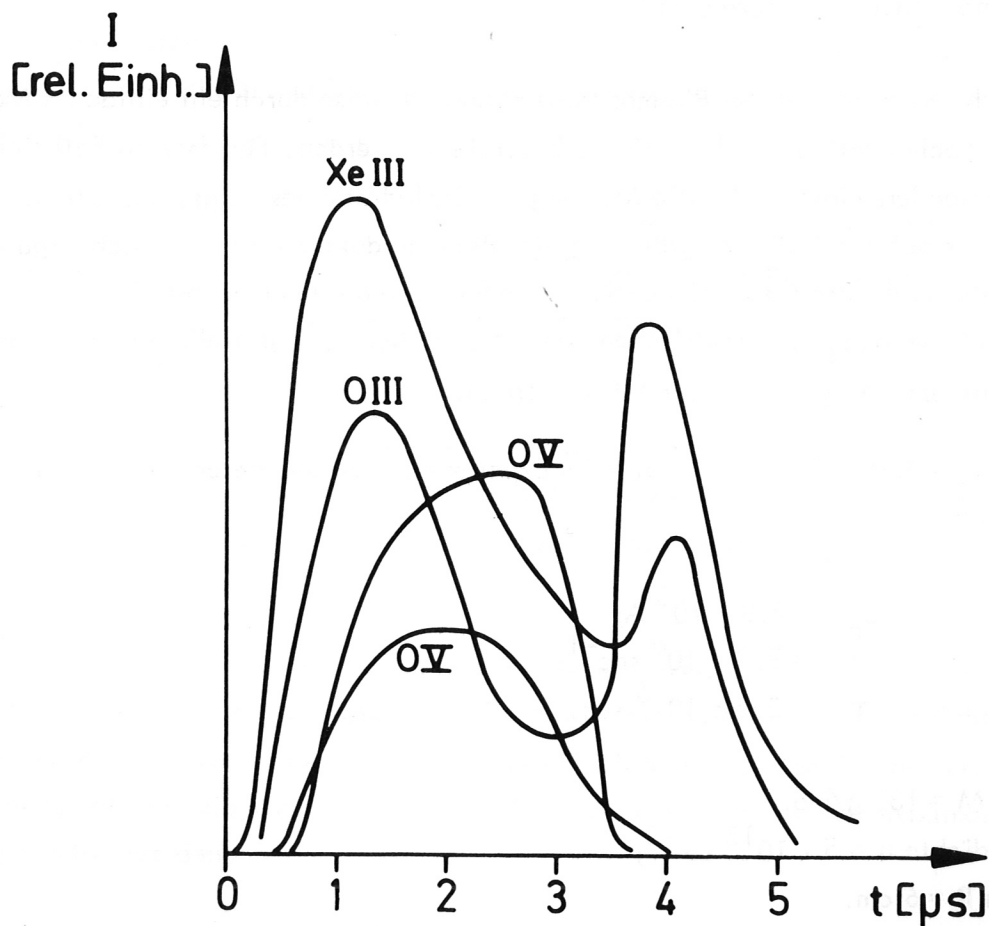


Abb. 8 Zeitlicher Intensitätsverlauf verschiedener Ionenlinien

II. Diskussion der Energieübertragung durch den Strahlungspinch

1. Energieaufnahme und Aufheizung des Plasmas

Der Xenonpinch nimmt, wie die Messungen ergeben (Abb. 3), ungefähr 1.2 kJ an elektrischer Energie auf. Dies führt zu einer Aufheizung des Plasmas, die teils durch schnelle magnetische Kompression teils durch ohmsche Heizung erfolgt. Um Aussagen darüber machen zu können, wie der Wirkungsgrad der Energieaufnahme eventuell verbessert werden könnte, sollen die Beiträge dieser beiden Heizmechanismen näher diskutiert werden.

a) Schnelle magnetische Kompression

Die magnetische Kompression des Plasmas kann näherungsweise durch ein einfaches Modell, das sogenannte Schneepflugmodell / 13 /, beschrieben werden. Für unseren Fall sind die Rechnungen besonders einfach: Da die Messung des Entladestromes zeigt, daß der sinusförmige Stromverlauf durch die Vergrößerung der Plasmainduktivität beim Pinchvorgang kaum beeinflußt wird (die Gesamtinduktivität ändert sich nur um maximal 25 %), kann die Differentialgleichung des elektrischen Kreises unberücksichtigt bleiben und der Strom durch $J = J_0 \sin \omega t \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$ ausgedrückt werden.

Das Schneepflugmodell wurde für folgende im Experiment vorliegende Bedingungen numerisch durchgerechnet:

$$\begin{aligned} J_0 &= 2.8 \cdot 10^5 \text{ A;} \\ \omega &= 3.3 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}; \\ \tau &= 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ sec.} \end{aligned}$$

Atomgewicht $M = 131 \text{ g/mol}$;

Anfangsdichte $n = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$;

Anfangsradius $R = 6 \text{ cm}$.

Sie liefert die Kompressionszeit τ_k und die Kompressionsgeschwindigkeit v_k zu

$$\begin{aligned} \tau_k &= 2.2 \text{ } \mu\text{s} \\ v_k &= 2.1 \text{ cm} / \mu\text{s.} \end{aligned}$$

Diese Werte stimmen mit den Ergebnissen aus Schmieraufnahmen des Xenonpinches (Abb. 5) gut überein.

Aus der Kompressionsgeschwindigkeit errechnet sich die pro Xenonion zugeführte kinetische Energie zu etwa 300 eV. Bei einer Gesamtionenzahl von etwa $8 \cdot 10^{18}$ ergibt sich die kinetische Energie, die der ganzen Plasmasäule durch magnetische Kompression zugeführt wird, zu 0.5 kJ. Da die vom Plasma aufgenommene, aus Strom-Spannungsmessungen ermittelte, elektrische Energie dagegen 1.2 kJ (Abb. 3) beträgt, muß für die restlichen 0.7 kJ ein weiterer Heizmechanismus verantwortlich sein.

b) Ohmsche Heizung

Die relativ niedrige Temperatur von 3 - 6 eV im Xenonpinch (Abb. 6) legt es nahe, daß ohmsche Heizung eine wesentliche Rolle spielt. Eine grobe Abschätzung unter Zugrundelegung der Spitzer-Leitfähigkeit / 14 / ergibt eine ohmsche Energiezufuhr von einigen 100 Joule, so daß die restlichen 0.7 kJ, die ins Plasma gelangen, der ohmschen Heizung zugeschrieben werden können.

Die ohmsche Heizung ist dafür verantwortlich, daß das Xenonplasma bereits in der Anfangsphase der Entladung - etwa nach einer Mikrosekunde, einem Zeitpunkt, wo die gerichtete kinetische Energie der Xenonionen noch nicht thermalisiert ist - auf 3 eV aufgeheizt und die Ionen 3-fach ionisiert sind.

Primär werden durch den ohmschen Widerstand die Elektronen geheizt, doch betragen die Energierelaxationszeiten zwischen Elektronen und Xenonionen bei 3 eV und einigen 10^{17} Elektronen pro cm^3 weniger als $2 \cdot 10^{-7}$ sec, so daß beide Temperaturen gleichgesetzt werden können.

Insgesamt nimmt das Plasma bis zur maximalen Kompression 1.2 kJ Energie auf. Zu diesem Zeitpunkt hat der Ionisierungsgrad im Testgas bereits sein Maximum erreicht. Um die aufgenommene Energie mit der vom Strahlungs-Pinch abgestrahlten Energie vergleichen zu können, soll nun die innere Energie des Plasmas zum Zeitpunkt der maximalen Kompression abgeschätzt werden.

c) Innere Energie des Xenonplasmas

Die innere Energie des Plasmas setzt sich aus Ionisierungsenergie und thermischer Energie zusammen. Zu ihrer Berechnung werden die gemessenen Werte für Elektronendichte und Temperatur verwendet (Abb. 4 und 6).

Ionisierungszustand der Xenonatome

Der Ionisierungszustand der Xenonatome kann aus den experimentellen Ergebnissen grob abgeschätzt werden. Mit einem Durchmesser der Xenon-Neutralgassäule von etwa 120 mm (genommen beim halben Elektrodenabstand $z = 70$ mm, vgl. Abb. 2) und einem Durchmesser des komprimierten Plasmas von 15 mm ergibt sich ein Kompressionsverhältnis von 8. Die Xenon-Neutralgasdichte zum Zündzeitpunkt beträgt etwa $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (Abb. 2). Damit würde man bei Vollionisierung im komprimierten Plasma eine Ionendichte von $3.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ erhalten. Wenn man noch berücksichtigt, daß sich etwa $1/3$ der Teilchen außerhalb der dichten Säule vom Durchmesser 15 mm befindet (Abb. 4), so kann man auf eine Ionendichte von etwa $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ schließen. Da die gemessene Elektronendichte bei $9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ liegt, kann man daraus abschätzen, daß die Xenonatome im komprimierten Zustand im Mittel 4 - 5fach ionisiert sind.

Diese Überlegung wird durch theoretische Abschätzungen des Ionisierungszustands bestätigt. Eine Abschätzung nach McWhirter / 15 / zeigt, daß sich das Plasma ($T = 6 \text{ eV}$, $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) für den Übergang von Xe^{II} nach Xe^{III} im Sahagleichgewicht befindet, für die höheren Ionisierungsstufen jedoch bereits im Übergangsbereich zwischen Saha- und Coronagleichgewicht. Deshalb werden die Ionisierungsgleichgewichte für beide Gleichgewichtsarten abgeschätzt. Für Sahagleichgewicht werden dabei die Tabellenwerte aus Drawin-Felenbok / 16 /, für Coronagleichgewicht eine von Seaton / 17 / abgeleitete Beziehung benützt. Das Ergebnis ist in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1

	$n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $T = 6 \text{ eV}$		einige 10^{17} cm^{-3} 3,5 eV
	C o r o n a	S a h a	C o r o n a
$\text{Xe}^{\text{III}}/\text{Xe}^{\text{II}}$	$2.64 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^3$	$7.24 \cdot 10^2$
$\text{Xe}^{\text{IV}}/\text{Xe}^{\text{III}}$	$4.5 \cdot 10^2$	$5.5 \cdot 10^2$	4.23
$\text{Xe}^{\text{V}}/\text{Xe}^{\text{IV}}$	84.5		$1.57 \cdot 10^{-2}$
$\text{Xe}^{\text{VI}}/\text{Xe}^{\text{V}}$	$2.96 \cdot 10^{-1}$		

Tab. 1 Die nach Corona- bzw. Saha-Gleichgewicht berechneten Ionisierungszustände. Die umrandeten Felder zeigen, durch welche der beiden Gleichgewichtsformen der jeweilige Ionisierungszustand bestimmt wird.

Es zeigt sich, daß für das Verhältnis Xe^{III}/Xe^{II} der für Sahagleichgewicht berechnete Wert unter dem nach dem Coronamodell errechneten liegt. D.h. aber, daß bei der Rekombination von Xe^{III} zu Xe^{II} unter den angenommenen Bedingungen Dreierstöße gegenüber der Strahlungsrekombination überwiegen und somit das Sahamodell anzuwenden ist. Das Gleichgewicht zwischen den höheren Ionisierungsstufen dagegen wird besser durch das Coronamodell beschrieben.

Wie Tabelle 1 zeigt, setzt sich das Xenonplasma zum Zeitpunkt der maximalen Kompression ($T = 6 \text{ eV}$, $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) etwa folgendermaßen zusammen:

$$X^I = X^{II} = X^{III} \approx 0;$$

$$Xe^{IV} = 2.1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3};$$

$$Xe^V = 1.8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3};$$

$$Xe^{VI} = 5.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}.$$

Den Hauptanteil bilden also Xe^V -Ionen. Vor der maximalen Kompression ($T \approx 3.5 \text{ eV}$, $n_e \approx \text{einige } 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) dagegen sind in erster Linie Xe^{IV} -Ionen und mit etwas geringerem Anteil Xe^{III} -Ionen vorhanden.

Innere Energie

Die Kenntnis von Temperatur und Ionisierungszustand erlaubt nun die innere Energie des Plasmas zu berechnen. Für den Zeitpunkt der maximalen Kompression ergibt sich für die ganze Plasmasäule eine Ionisierungsenergie von 0.2 kJ und eine thermische Energie von 0.04 kJ. Die innere Energie des Plasmas beträgt also 0.24 kJ und damit nur 1/5 der bis zu diesem Zeitpunkt aufgenommenen Energie von 1.2 kJ. Der fehlende Energiebetrag muß bereits abgestrahlt worden sein. Dies ist in Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis, daß der Ionisierungsgrad im photoionisierten Plasma zu einem sehr frühen Zeitpunkt beginnt anzusteigen und zum Zeitpunkt der maximalen Kompression bereits sein Maximum erreicht.

d) Wirkungsgrad der Energieaufnahme des Z-Pinches

Da also der größte Teil der vom Plasma aufgenommenen Energie abgestrahlt wird, kommt es im wesentlichen darauf an, den Wirkungsgrad der Energieaufnahme des Plasmas aus dem elektrischen Kreis zu optimieren. Wie groß ist nun dieser Wirkungsgrad und wie kann er verbessert werden?

Die Überführung der im Entladekreis gespeicherten elektrischen Energie in kinetische Energie des Plasmas ist am effektivsten, wenn die Kompressionszeit des Plasmas ungefähr der Zeit einer Viertel- bis Halbwelle des Stromes entspricht / 18 /. Beim Xenonpinch erfolgt die 1. maximale Kompression erst nach 2 1/2 Strom-Halbwellen, d. h. die Anpassung zwischen Entladekreis und Xenonpinch ist nicht optimal. Es ist daher verständlich, daß dem Plasma bei der magnetischen Kompression nur etwa 12 % der gespeicherten Energie zugeführt werden. Weitere 17 % werden durch ohmsche Heizung zugeführt, so daß sich ein Gesamtwirkungsgrad von etwa 30 % ergibt.

Mit dem Schneepflugmodell soll nun der Einfluß der Dimensionierung von Z-Pinch und Entladekreis auf den Wirkungsgrad untersucht werden. Die Gleichungen für das Schneepflugmodell sind z. B. in Ref. / 19 / zusammengefaßt. Dort wird auch gezeigt, daß es zweckmäßig ist, zwei Parameter A und B einzuführen, von denen A im wesentlichen das Verhältnis von gespeicherter Energie und zu beschleunigender Masse, B das Verhältnis von Plasmainduktivität und äußerer Induktivität darstellt:

$$A = \frac{C^2 U_0^2}{\pi R^4 n M} \quad [\text{e.m.E.}],$$

$$B = \frac{2 l}{L_A} \quad [\text{e.m.E.}],$$

- l = Länge der Entladungsstrecke
- L_A = Außeninduktivität
- C = Kapazität des Energiespeichers
- U_0 = Ladespannung
- R = Anfangsradius
- n = Neutralgasdichte
- M = Atomgewicht

Die Gleichungen werden numerisch integriert und der Wirkungsgrad ϵ der Energieaufnahme des Z-Pinches bei einer Kompression bis auf 1/10 des Anfangsradius R ermittelt (ein Gleichgewichtsradius kann wegen der gleichzeitigen Energieabstrahlung nicht berechnet werden; deswegen wird - in Anlehnung an die Messungen - ein Kompressionsverhältnis von 10 angenommen)⁺.

⁺Diese Rechnungen wurden in Zusammenarbeit mit Herrn Niedermeyer durchgeführt

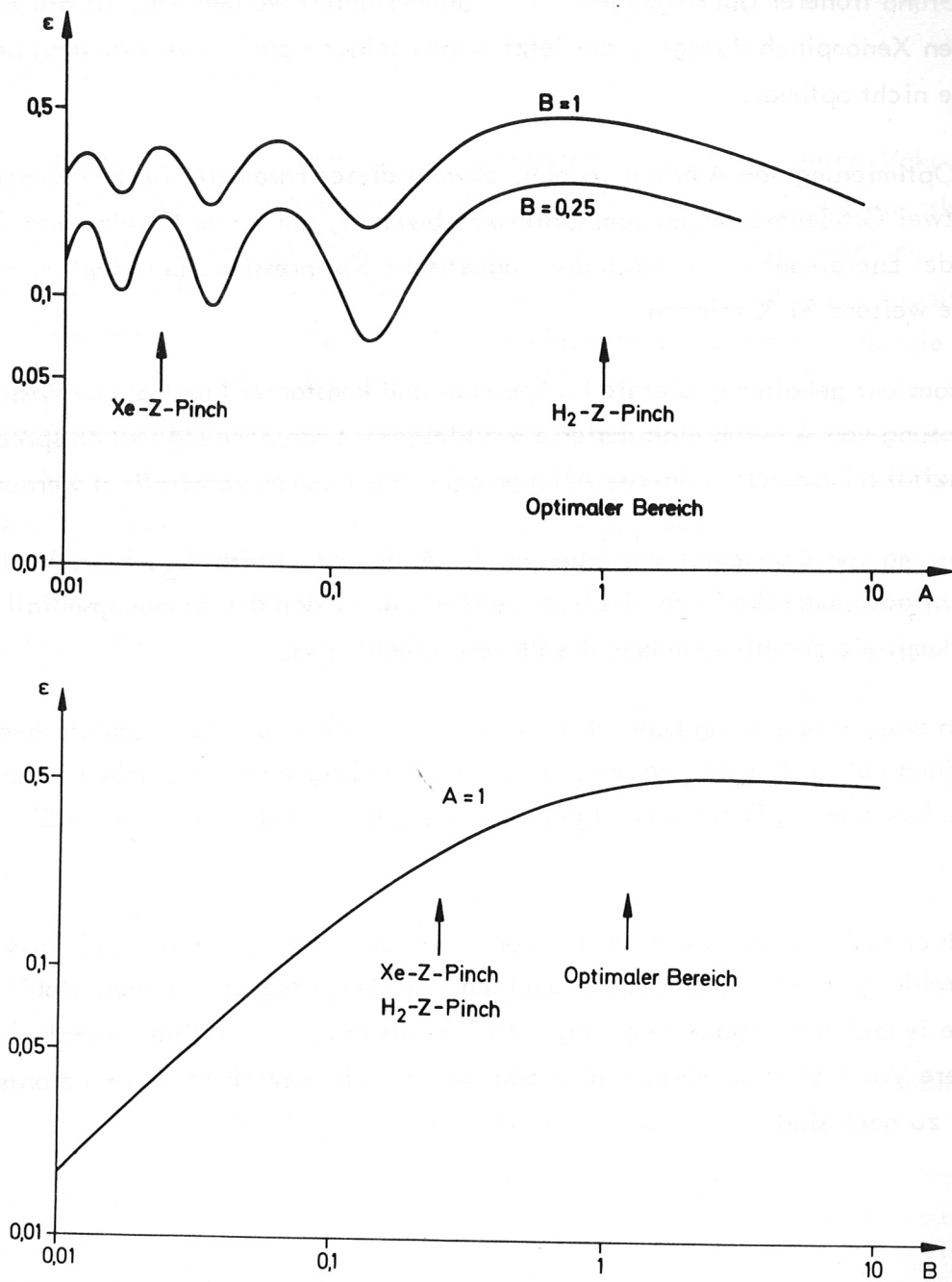


Abb. 9 Wirkungsgrad ϵ der Energieaufnahme des Plasmas durch schnelle magnetische Kompression in Abhängigkeit von den Parametern

$$A = \frac{c^2 U_0^2}{\pi R^4 n M} \quad [e.m.E.] \quad \text{und} \quad B = \frac{2l}{L_A} \quad [e.m.E.] .$$

Die Form der Kurven $\epsilon(A)$ für verschiedene B und $\epsilon(B)$ für verschiedene A ist weitgehend ähnlich .

Abb. 9 zeigt das numerische Ergebnis. Für einen Wasserstoffpinch, für den das Experiment auf Grund früherer Überlegungen / 6 / dimensioniert worden war, ist die Anpassung gut, für den Xenonpinch dagegen, der jetzt wegen seiner stärkeren Abstrahlung benutzt wird, ist sie nicht optimal.

Die Optimierung von A bringt jedoch, obwohl dieser Parameter für den Xenonpinch um fast zwei Größenordnungen vom Optimum abweicht, nur einen Gewinn von 50 % bezüglich der Energieaufnahme durch die magnetische Kompression. Eine Optimierung von B würde weitere 50 % bringen.

Bei konstant gehaltener Energie im Speicher und konstanter Neutralgas-Masse kann die Anpassung von A durch eine Batterie mit kleinerer Ladespannung und entsprechend großer Kapazität oder durch kleineren Anfangsradius des Plasmas verwirklicht werden.

Anpassung von B bedeutet Verringerung der Außeninduktivität L_A , bzw. Verlängerung der Entladungsstrecke l . Physikalisch bedeutet dies, daß der Spannungsabfall am Plasma und damit die Energieaufnahme des Plasmas erhöht wird.

Durch bessere Anpassung kann also die Energieaufnahme bei der magnetischen Kompression um einen Faktor 2 erhöht werden. Unter Berücksichtigung der ohmschen Heizung würde sich die aufgenommene Energie somit bei optimaler Dimensionierung um etwa 50 % erhöhen lassen.

Durch ohmsche Heizung könnte man auch nach der Kompression noch elektrische Energie in Strahlung umsetzen, da der Xenonpinch, wie Schmierbilder zeigen, stabil ist. Dann müßte jedoch der Entladestrom länger fließen als in der derzeitigen Anordnung. Eine weitere Voraussetzung wäre, daß Energie- und Teilchenverluste im photoionisierten Plasma nicht zu hoch sind.

2. Energieabstrahlung des Plasmas

a) Abschätzung des abgestrahlten Energiebetrages

Die spektrale Verteilung der Strahlung aus dem Xenonpinch wurde mit einem Vakuum-UV-Spektrographen zeitintegriert aufgenommen (Abb. 7). Mittels einer Schwärzungskurve konnte die spektrale Intensitätsverteilung in relativen Einheiten ermittelt werden. Die Absolutintensität der Strahlung kann aus dem erreichten Ionisierungsgrad im photoionisierten Wasserstoff abgeschätzt werden. Dabei wird die experimentell ermittelte spektrale Verteilung des Strahlungsflusses verwendet. Dieses Spektrum sowie der Wirkungsquerschnitt für Photoionisation des molekularen Wasserstoffs werden durch eine analytische Funktion angenähert. Die Durchführung dieser Rechnung wird in Anhang IV beschrieben. Die damit gewonnene Absoluteichung des Spektrums ist in Abb. 7 eingetragen.

Die gesamte im betrachteten Wellenlängenbereich abgestrahlte Energie beträgt 1.6 kJ. Dies entspricht im Rahmen der Fehlergrenzen der vom Xenonpinch aufgenommenen Energiemenge von 1.2 kJ. D.h. also, daß - wie wir schon früher gesehen haben - die gesamte aufgenommene Energie abgestrahlt wird. Der Wirkungsgrad der Energieabstrahlung ist also nicht mehr zu verbessern. Es könnte lediglich über eine Änderung der spektralen Verteilung die Ausbeute an photoionisierender Strahlung erhöht werden.

b) Art und spektrale Verteilung der Strahlung

aa) Verhältnis von Linien- zu Kontinuumstrahlung

Zur theoretischen Abschätzung der Linien- und Kontinuumsintensitäten im Xenonpinch werden für die Plasmaparameter folgende Werte angenommen:

$$\begin{aligned} T &= 3.5 \text{ eV} \\ n_e &\approx 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}; \\ N_{\text{Xe}^{\text{IV}}} &\approx 3.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{d. h. nur Xe}^{\text{IV}}\text{-Ionen}). \end{aligned}$$

Diese Werte entsprechen den mittleren Plasmaparametern, bei denen während der 1. Kompression der größte Teil der Energie abgestrahlt wird. Bei Verwendung anderer im Experiment auftretender Parameterwerte würde sich das Verhältnis von Linien- zu Kontinuumstrahlung nur unwesentlich ändern. Das Plasma wird als optisch dünn angenommen.

Die Strahlungsleistung, die durch Linienstrahlung vom Plasma abgegeben wird, errechnet sich nach Gleich 8 - 13 in Ref. / 20 / zu: $P_{bb} = 4.7 \cdot 10^6 \frac{W}{cm^3}$.

Weiter errechnet sich die Strahlungsleistung der Rekombinationsstrahlung nach Gl. 8 - 8 in Ref. / 20 / zu: $P_{fb} = 2.5 \cdot 10^3 \frac{W}{cm^3}$.

Die Linienstrahlung ist also um einen Faktor $2 \cdot 10^3$ größer als die Rekombinationsstrahlung. Das Bremskontinuum wiederum ist nach Gleichung 8 - 2 in Ref. / 20 / um eine Zehnerpotenz kleiner als das Rekombinationskontinuum.

Wenn man ein strahlendes Plasmavolumen von ungefähr $100 \cdot cm^3$ und eine Strahlungsdauer von etwa $2 \mu s$ annimmt, so ergeben sich folgende Werte für die abgestrahlten Energien: $E_{bb} = 1000 J$, $E_{fb} = 0.5 J$. Dies ist in guter Übereinstimmung sowohl mit der gemessenen vom Plasma aufgenommenen Energie als auch mit der aus dem Xenonspektrum abgeschätzten Strahlungsenergie.

Es ist noch zu prüfen, ob das Überwiegen von Linienstrahlung durch das aufgenommene Xenonspektrum bestätigt wird.

Das Quasikontinuum des UV-Spektrums kann durch eine Vielzahl schwacher Linien erklärt werden, die sehr dicht nebeneinander liegen. Außerdem gehen die Linienflügel bereits durch Stark- und Dopplerverbreiterung ineinander über. (Für das Xe^{III} -Ion allein gibt es im Bereich von $500 - 900 \text{ \AA}$ etwa 100 identifizierte Linien).

Auch die Tatsache, daß das gemessene "Kontinuum" nicht den für Rekombinationskontinuum typischen Verlauf zeigt, spricht gegen eine wahre Kontinuumstrahlung. Im übrigen sollte das Rekombinationskontinuum der Xe^{III} - bis Xe^{VI} -Ionen bei Wellenlängen $\lambda < 400 \text{ \AA}$ liegen.

Experimentelles Ergebnis und theoretische Abschätzungen zeigen also, daß der Xenonpinch entgegen früheren Annahmen / 8, 21 / hauptsächlich Linienstrahlung aussendet.

bb) Vergleich der von H_2 - und Xenonpinch abgestrahlten Energie

Da mit Wasserstoff ein um etwa einen Faktor 3 geringerer Ionisierungsgrad erreicht wurde / 22 /, soll hier kurz auf die Art der Abstrahlung des H_2 -Pinches eingegangen werden. Bei Wasserstoff ist im Gegensatz zum Xenon keine Vielfachionisation möglich; deshalb steigt die Temperatur des Wasserstoffplasmas auf 50 eV oder mehr an / 8 /. Abschätzungen mittels derselben Gleichungen wie für Xenon ergeben, daß das reine Wasserstoffplasma um einige Zehnerpotenzen weniger Energie abstrahlt als das Xenonplasma. Auch wird die Strahlung nicht wie bei Xenon in Form von Linienstrahlung sondern als Kontinuumstrahlung ab-

gegeben, da der Wasserstoff vollkommen ionisiert ist. Das aufgenommene UV-Spektrum der Wasserstoffentladung zeigt, daß zusätzlich sehr starke Linien von nicht vollionisierten Verunreinigungsatomen auftreten (Abb. 7). Dies ist der Grund, warum der mit dem H_2 -Pinch erreichte Ionisierungsgrad nicht um mehrere Zehnerpotenzen, sondern nur etwa um einen Faktor 3 unter dem mit dem Xenonpinch erzielten liegt / 22 /.

cc) Optische Dicke und spektrale Verteilung der Linienstrahlung

Das Xenonplasma ist für den größten Teil der abgestrahlten Linien optisch dünn. Um dies zu zeigen, wurde die spektrale Strahlungsleistung eines schwarzen Körpers unter den Bedingungen, die im Mittel in unserem Plasma auftreten ($T \approx 3.5 \text{ eV}$, strahlende Zylinderoberfläche $\approx 360 \text{ cm}^2$) berechnet, und zwar für die Strahlungsdauer von $3 \mu\text{s}$, also für die Zeitdauer der maximalen Abstrahlung im Experiment. Dieses errechnete Spektrum wurde in das gemessene Xenonspektrum eingezeichnet (Abb. 7), das zwar zeitintegriert aufgenommen wurde, das für die interessierenden Linien jedoch wegen ihres kurzzeitigen Auftretens (s. Abb. 8) eine Momentaufnahme darstellt mit etwa der Belichtungszeit, die der Zeitdauer entspricht, mit der das schwarze Strahlungsspektrum berechnet worden ist. Der Vergleich zeigt, daß das Xenonplasma bei weitem kein vollkommen schwarzer Strahler ist.

Wie man aus Abb. 7 erkennen kann, ist es mit dem Xenonpinch weiter gelungen, eine sehr günstige Intensitätsverteilung herzustellen. Das Intensitätsmaximum liegt bei einer Wellenlänge $\lambda_m \approx 700 \text{ \AA}$, für die der Querschnitt für Photoionisation von Wasserstoff sein Maximum besitzt.

dd) Optimierung der Abstrahlung eines schwarzen Strahlers

Wenn man nun eine Strahlungsquelle plant, die mehr Energie als im bisherigen Experiment umsetzen soll, so wird man zu mehr Plasmateilchen übergehen (größeres Volumen oder größere Dichte) um keine zu hohe, für die spektrale Abstrahlung ungünstige Plasmatemperatur zu erhalten. Das hat aber zur Folge, daß der Pinch schließlich von einem optisch dünnen zu einem vollkommen schwarzen Strahler wird.

Es soll deshalb die Frage diskutiert werden, welche Temperatur ein schwarzer Strahler haben soll, damit seine abgestrahlte Energie molekularen Wasserstoff optimal ionisiert.

Abb. 10: Zahl der erzeugten Photoelektronen in H_2 in Abhängigkeit von der Temperatur eines strahlenden schwarzen Körpers bei konstanter Gesamtstrahlungsleistung

Abb. 10 zeigt die Zahl der erzeugten Photoelektronen n_e in Abhängigkeit von der Temperatur des schwarzen Strahlers. Dabei ist die gesamte abgestrahlte Leistung konstant gehalten (zu erreichen durch Verkleinern der strahlenden Fläche bei Erhöhung der Temperatur). Der Wert n_e errechnet sich aus:

$$(1) \quad n_e \sim \frac{\int_0^{\infty} \frac{p(\lambda, T)}{h c / \lambda} \cdot \sigma(\lambda) d\lambda}{S(T)} \sim \frac{1}{T^4} \int_0^{\infty} \frac{p(\lambda, T)}{h c / \lambda} \cdot \sigma(\lambda) d\lambda$$

$p(\lambda, T)$ = spektrale Strahlungsleistung des schwarzen Körpers

$\sigma(\lambda)$ = Wirkungsquerschnitt für Photoionisation (s. Anhang V, Gl. 4)

$S(T) = \alpha T^4$ = Gesamte abgestrahlte Leistung.

Die Strahlung eines schwarzen Körpers kann also zur Ionisierung von molekularem Wasserstoff optimal ausgenutzt werden, wenn die Temperatur des schwarzen Strahlers 4 - 5 eV beträgt.

Ist das strahlende Plasma bereits für alle Linien optisch dick und besitzt es die optimale Temperatur von $T = 4 - 5$ eV, so kann man bei weiterer Energieerhöhung eine Temperaturverschiebung verhindern, indem man ein Gasgemisch verwendet. Dadurch wird der Strahler dichter mit Linien gepackt und das Plasma erhält zusätzliche Abstrahlungsmöglichkeiten.

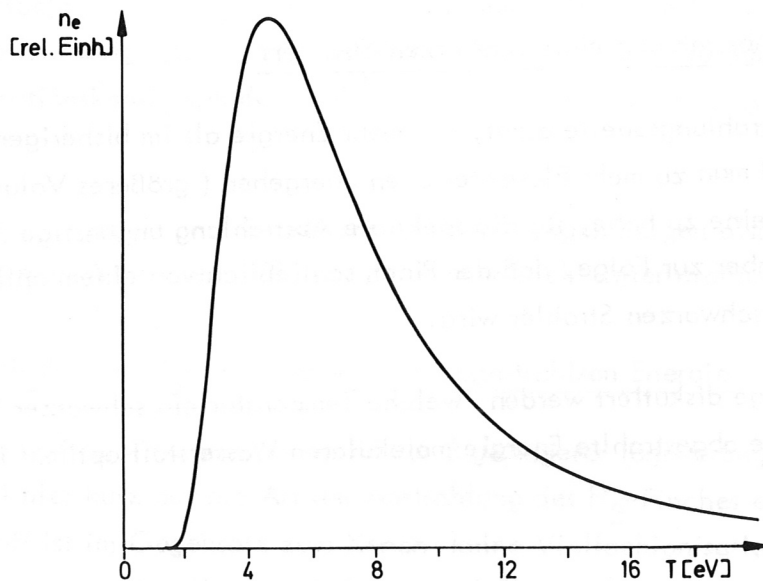


Abb. 10 Zahl der erzeugten Photoelektronen in H_2 in Abhängigkeit von der Temperatur eines strahlenden schwarzen Körpers bei konstanter Gesamt-Strahlungsleistung

C. Photoionisiertes Plasma

I. Experimentelle Ergebnisse

Ziel der Strahlungsvorionisierung ist es, in Gasen niedriger Dichte ein homogenes, möglichst hoch ionisiertes Plasma zu erzeugen. Deshalb wurde der durch Photoionisation in verschiedenen Gasen unterschiedlichen Fülldrucks erreichte Ionisierungsgrad und seine Abhängigkeit vom Abstand der Strahlungsquelle untersucht. Neben der Homogenität des Ausgangsplasmas ist für Nachfolgeexperimente auch seine Massenzusammensetzung wichtig, z.B. wie das Verhältnis von Atom- zu Molekülonen ist. Deshalb wurde eine Massenanalyse des photoionisierten Plasmas durchgeführt.

1. Ionisierungsgrad

Der Ionisierungsgrad des photoionisierten Plasmas als Funktion der Zeit wurde in bestimmten Abständen von der Strahlungsquelle mit einem 8 mm-Mikrowelleninterferometer ($n_{\text{ekrit}} = 1.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) gemessen. Die im zeitlichen Verlauf erreichten Maximalwerte sind in Tabelle 2 für einen Abstand von 75 cm zusammengestellt.

Tabelle 2

Ionisierungsgrad $\left[\text{ \% } \right]$ verschiedener Testgase in einem Abstand von 75 cm von 100 kV-Xenonpinch.

Testgas	Fülldruck $\left[\text{ mTorr } \right]$			
	10	5	3	1
H ₂	5.1	6.5	8	9
Ar				20
Xe				26

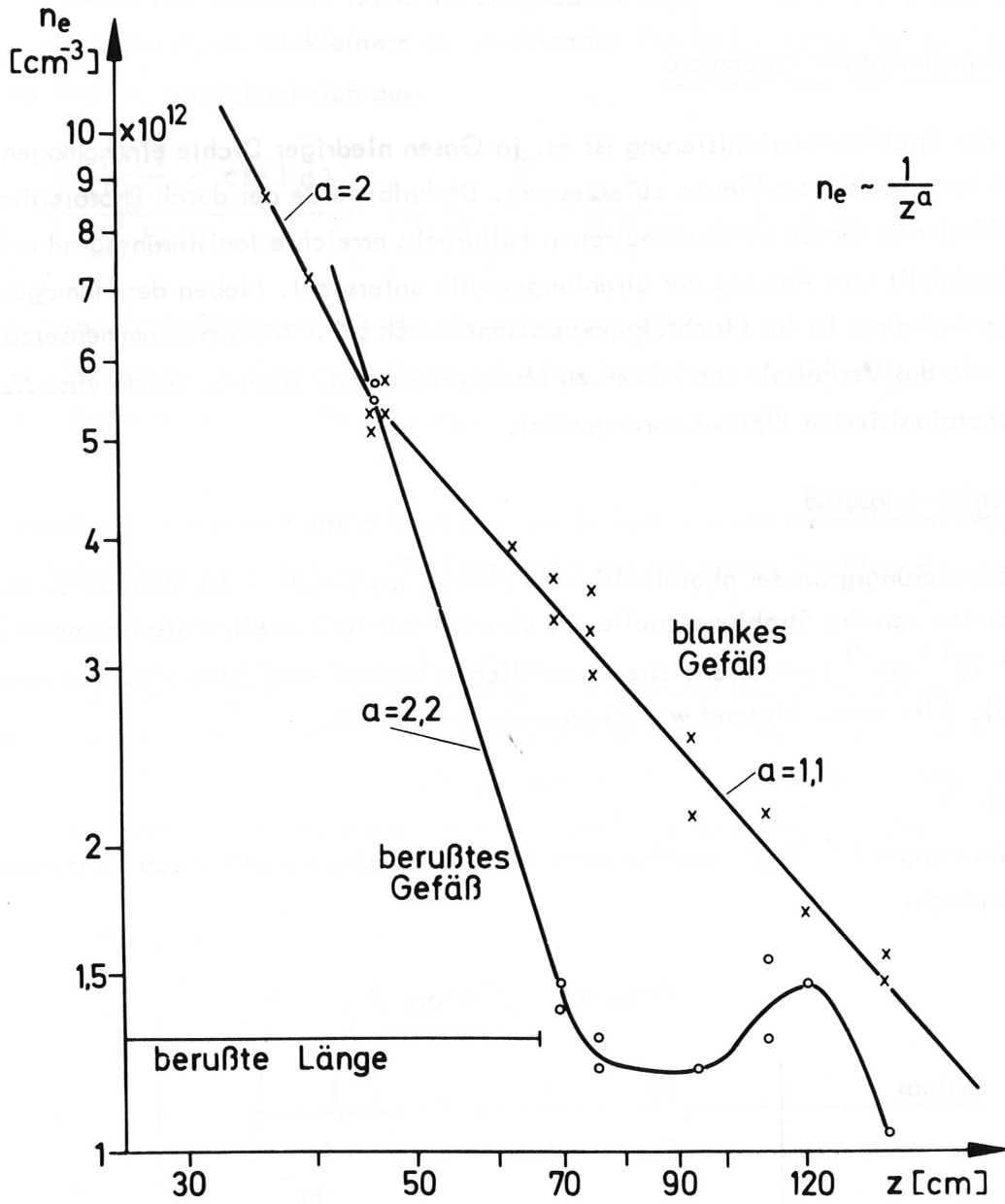


Abb. 11 Abnahme der erzeugten Elektronendichte n_e mit dem Abstand z von der Strahlungsquelle (doppelt-logarithmischer Maßstab)

2. Homogenität des Plasmas

Abb. 11 zeigt den Abfall des Ionisierungsgrades mit dem Abstand z von der Strahlungsquelle. Bis zu einem Abstand $z \approx 40$ cm ist der Verlauf etwa proportional $1/z^2$, entsprechend der Abstrahlung in den Raumwinkel 4π . Für $z > 40$ cm fällt die Kurve langsamer, etwa proportional $1/z^{1,1}$ ab. Wurde die Innenfläche des Testgefäßes berußt und damit nicht reflektierend gemacht, so fiel der Ionisierungsgrad im Testgas auch für $z > 40$ cm proportional $1/z^2$ ab. Dies zeigt, daß im blanken Gefäß die vom Gas nicht absorbierte Strahlung teilweise durch streifenden Einfall an der Oberfläche des Gefäßes in das Plasma zurückreflektiert wird. Dadurch wird eine höhere und axial homogenere Ionisierung erzielt.

3. Massenspektrometrische Analyse

Die Massenanalyse des photoionisierten Plasmas wurde mit einem in / 23 / beschriebenen Massenspektrometer durchgeführt, das im wesentlichen aus einem Energieanalysator, einem Teilchendetektor und aus Gittern besteht, die die Ionen auf die im Analysator eingestellte Energie beschleunigen. Die Masse der Ionen wird dann aus der Flugzeit bestimmt, ihre relative Intensität aus der Amplitude des Detektorsignals. Die Meßergebnisse werden etwas durch die Ionenextraktion aus dem Plasma beeinflußt, da die Teilchendiffusion von der Masse abhängt. Eine entsprechende Korrektur wurde berücksichtigt.

Es zeigt sich, daß Edelgase durch die UV-Strahlung in erster Linie einfach ionisiert werden. Molekularer Wasserstoff wird ionisiert und zusätzlich teilweise dissoziiert, so daß H^+ -, H_2^+ - und H_3^+ -Ionen entstehen / 24 /. Die in Abb. 12 dargestellten Meßergebnisse für Wasserstoff zeigen, daß ungefähr 90 % H_2^+ - und nur 10 % H^+ -Ionen entstehen. Bei einem Fülldruck von 10 mTorr Wasserstoff bilden sich zusätzlich etwa 10 % H_3^+ -Ionen.

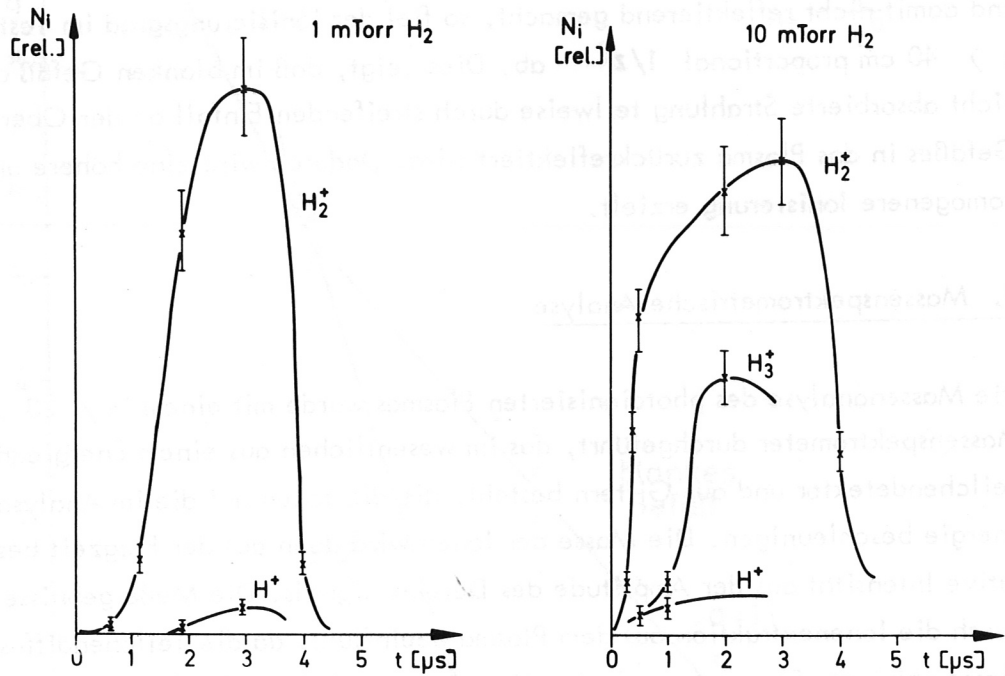


Abb. 12 Massenzusammensetzung des photoionisierten Wasserstoffs bei 1 und 10 mTorr Fülldruck

II. Diskussion der Vorgänge im photoionisierten Plasma

Die im Testgas erzeugten Photoelektronen besitzen eine gewisse kinetische Energie. Um die Bedeutung von Sekundärprozessen im photoionisierten Plasma (Anregung oder Ionisation von Atomen und Molekülen) durch Elektronenstoß abschätzen zu können, ist es notwendig, die mittlere kinetische Energie der erzeugten Elektronen zu kennen.

1. Abschätzung der Temperatur der Photoelektronen

Da die Relaxationszeit der Elektronen untereinander sehr kurz ist ($\tau_{ee} \leq 10^{-7}$ sec), stellt sich eine Temperatur T_e ein, die man durch Mittelung über die Energie aller durch Photoionisation erzeugten Elektronen abschätzen kann.

Die kinetische Energie E eines Photoelektrons ist:

$$\begin{aligned} E &= h\nu - \varphi - E_{\bar{\nu}} \\ h\nu &= \text{Energie der einfallenden Photonen} \\ \varphi &= 15.4 \text{ eV (Bindungsenergie der Elektronen im H}_2\text{-Molekül)} \\ E_{\bar{\nu}} &= \text{mittlere Schwingungsenergie der H}_2^+\text{-Ionen nach dem} \\ &\quad \text{Ionisierungsprozeß.} \end{aligned}$$

Die mittlere kinetische Energie E_m errechnet sich aus der Beziehung:

$$(2) \quad E_m + E_{\bar{\nu}} = \frac{1}{n_{ez}} \cdot \int_0^{\lambda_G} \frac{\sigma(\lambda) \cdot n_n \cdot S(\lambda) \cdot e^{-\sigma(\lambda) \cdot n_n \cdot z}}{4\pi \cdot z^2 \cdot h c / \lambda} (h c / \lambda - \varphi) d\lambda$$

Dabei gilt:

- n_{ez} = Zahl der erzeugten Photoelektronen im Abstand z von der Strahlungsquelle
- n_n = Neutralgasdichte
- $\sigma(\lambda)$ = Analytische Funktion des Wirkungsquerschnitts für Photoionisation (s. Anhang V)
- $S(\lambda)$ = Analytische Funktion der gemessenen spektralen Strahlungsverteilung (s. Anhang V)
- λ_G = Obere Wellenlängenschranke für Photoionisation ($\lambda_G = 803 \text{ \AA}$).

$E_{\bar{v}}$ errechnet sich aus:

$$E_{\bar{v}} = \bar{v} \omega_0 = \frac{\sum_v v \sigma_v}{\sum_v \sigma_v} \cdot \omega_0 = 7960 \text{ cm}^{-1} = 1 \text{ eV} .$$

Dabei wurden für σ_v Werte aus / 25 /, für ω_0 Werte aus / 26, 27 / benützt.

Als Resultat erhält man:

$$E = 3/2 K T_e = 3 \text{ eV} .$$

Die Temperatur T_e der im Wasserstoffgas erzeugten Photoelektronen beträgt also 2 eV.

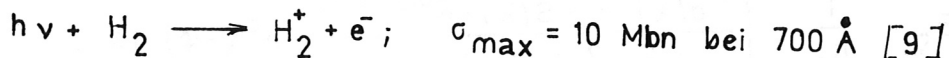
Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit dem Resultat aus Laserstreuungsmessungen / 28 /.

2. Ionenzusammensetzung des photoionisierten Plasmas

Das Ergebnis der Massenanalyse, daß Edelgase nur einfach ionisiert werden, wird dadurch verständlich, daß die Strahlungsquelle nur Strahlung im Wellenlängenbereich $\lambda > 500 \text{ \AA}$ emittiert. Um jedoch die bei der Photoionisation von H_2 beobachtete Massenzusammensetzung erklären zu können, müssen verschiedene Ionisierungsprozesse berücksichtigt werden.

a) Strahlungsprozesse

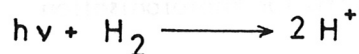
Unter den primären Photoprozessen ist für unsere Strahlungsquelle hauptsächlich der Prozeß



von Bedeutung, der eine Quantenenergie von 15 eV erfordert. Für den Prozeß

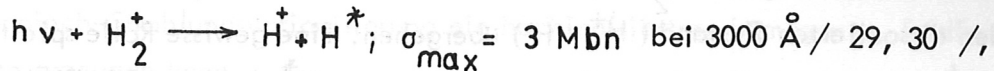


wird bereits eine Energie von etwa 30 eV und für den Prozeß

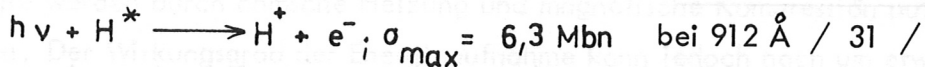


eine noch höhere Energie benötigt.

Daneben können H^+ -Ionen auch durch sekundäre Photoprozesse erzeugt werden:



doch ist bei 700 A, wo der Strahlungsspinch hauptsächlich emittiert, der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß sehr klein, und es wird deshalb nur ein unbedeutender Bruchteil der H_2^+ -Ionen dissoziieren. Ein anderer sekundärer Photoprozeß dagegen



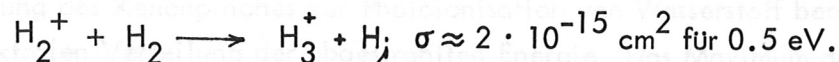
kann H^+ -Ionen erzeugen, die einige Prozent der Gesamtionenzahl ausmachen.

b) Elektronenstoßprozesse

Die Elektronen im photoionisierten Plasma besitzen entsprechend der früheren Abschätzung zunächst eine Temperatur von etwa 2 eV, die mit der Zeit durch Temperaturlausgleich mit den Ionen und durch Wärmeleitungsverluste absinkt. Da die Dissoziation des H_2 -Moleküls durch Elektronenstoß erst bei etwa 3 eV und die Bildung von Molekül- und Atomionen erst bei etwa 6 eV / 32, 33 / beginnen, können Dissoziation und Ionisation durch Elektronenstöße im photoionisierten Plasma vernachlässigt werden. Lediglich für die Anregung von Schwingungszuständen der H_2 -Moleküle können Elektronenstöße eine gewisse Bedeutung erlangen / 34 /.

c) Ionenstoß-Prozesse

Zu betrachten sind noch Stöße der H_2^+ -Ionen mit dem molekularen Wasserstoff



(Die Temperatur von 0.5 eV kommt durch Temperaturlausgleich zwischen den Elektronen und Ionen und unter Berücksichtigung von Energieverlusten zustande / 8 /.)

Mit diesem Wirkungsquerschnitt erhält man bei 10 mTorr H_2 eine Stoßzeit von 1 μ s, für 1 mTorr H_2 eine solche von 10 μ s. Dies zeigt, daß die Zahl der H_3^+ -Ionen bei 10 mTorr Fülldruck die Größenordnung der H_2^+ -Ionen erreichen kann, während bei 1 mTorr Fülldruck die Bildung von H_3^+ -Ionen zu vernachlässigen ist. Dies stimmt sehr gut mit dem experimentellen Ergebnis überein (Abb. 12).

Zusammenfassend ergibt sich, daß der wichtigste Prozeß bei der Erzeugung des Wasserstoff-Plasmas die direkte Bildung von H_2^+ -Ionen durch Photoionisation ist, wobei höchstens 10 % sofort in den dissoziierten Zustand ($H^+ + H$) übergehen. Eine gewisse Rolle spielt die Bildung von H^+ -Ionen durch Photoionisation von angeregten H^* -Atomen. Die Bildung von H_3^+ -Ionen bei 10 mTorr Fülldruck dagegen beruht auf Stößen der H_2^+ -Ionen mit H_2 -Molekülen.

3. Zeitliche Entwicklung des Plasmas

Die zeitliche Entwicklung des photoionisierten Plasmas wurde bereits früher betrachtet / 34 /. Es zeigt sich, daß für den Teilchen- und Energieverlust im photoionisierten Plasma ambipolare Diffusion und Wärmeleitung die Hauptrolle spielen. Durch Überlagerung eines axialen Magnetfeldes von etwa 50 Gauß oder durch Vergrößern des Gefäßradius können jedoch die radialen Teilchen- und Energieverluste reduziert und für Zeiten, in denen Energieausgleich zwischen Elektronen und Ionen stattfindet, vernachlässigbar klein gehalten werden.

D. Zusammenfassung und Vorschläge für eine verbesserte Strahlungsquelle

Die in dieser Arbeit diskutierten Messungen haben gezeigt, daß man mit der Methode der Xenonpinch-Strahlungsvorionisierung ein hochionisiertes, homogenes, feldfreies Ausgangs-plasma erzeugen kann.

Die Untersuchungen und Überlegungen zum Strahlungspinch selbst haben quantitativen Aufschluß darüber gegeben, wie die im äußeren Kreis gespeicherte elektrische Energie vom Plasma aufgenommen und in Strahlungsenergie umgewandelt wird. Etwa 30 % der gespeicherten Energie werden durch ohmsche Heizung und magnetische Kompression aufs Plasma übertragen. Der Wirkungsgrad der Energieaufnahme kann jedoch noch um etwa 50 % verbessert werden, wenn man die Entladefrequenz des Kreises an die Kompressionszeit des Plasmas anpaßt und die Außeninduktivität gegenüber der Plasmainduktivität herabsetzt. Ersteres erreicht man, indem man die Kapazität bei konstant gehaltener Energie vergrößert oder den Anfangsradius des Plasmas bei konstant gehaltener Masse verkleinert.

Der mit der gegebenen Anlage erreichte Wirkungsgrad der Energieabstrahlung kann, wie sich gezeigt hat, nicht mehr verbessert werden. Nach $2\frac{1}{2}$ Mikrosekunden, was etwa dem Zeitpunkt der 1. maximalen Kompression entspricht, ist die gesamte vom Plasma aufgenommene Energie bereits abgestrahlt. Eine weitere Energieaufnahme und Abstrahlung ist nicht möglich, da der Energiespeicher zu diesem Zeitpunkt bereits leer ist. Hier könnte man eine wesentliche Verbesserung erzielen, wenn man das Xenonplasma im gepinchten Zustand (der Xenonpinch ist sehr stabil) durch einen länger anhaltenden Strompuls weiter ohmisch heizen würde. Dies läuft also auch auf eine Verringerung der Entladefrequenz hinaus. Ein Experiment zur Strahlungsvorionisierung, bei dem die wesentlichen Erkenntnisse aus dieser Arbeit berücksichtigt werden, ist bereits im Aufbau. Der Energiespeicher hat $10\ \mu\text{F}$, eine Ladespannung von 50 kV und eine Entladefrequenz von 100 - 200 kHz.

Die gute Eignung des Xenonpinches zur Photoionisation von Wasserstoff beruht auf der günstigen spektralen Verteilung der abgestrahlten Energie. Das Maximum der Strahlungsintensität fällt in etwa mit dem Maximum des Wirkungsquerschnitts für Photoionisation von Wasserstoff zusammen ($700\ \text{\AA}$). Das Xenonplasma ist, abgesehen von einigen wenigen Linien optisch dünn. Würde man durch Vergrößern des Plasmavolumens oder durch höhere Plasmadichte einen vollkommen schwarzen Strahler erzeugen, so würde man bei einer Temperatur von 4.6 eV optimale Ausbeute an ionisierender Strahlung erhalten. Dazu müßte die Energiezufuhr im Vergleich zum jetzigen Experiment noch erhöht werden. Das sich im Aufbau befindliche Experiment wird einen Energiespeicher von 12.5 kJ be-

sitzen (früher nur 4.2 kJ). Die Abstrahlung eines schwarzen Linienstrahlers könnte noch dadurch beeinflußt werden, daß man das Strahlungsspektrum dichter mit Linien packt und somit die Abstrahlung erhöht. Dies könnte durch Verwendung eines Gasgemisches im Strahlungspinch erreicht werden.

Weiter könnte der Wirkungsgrad der Strahlungsvorionisierung noch durch Verwendung von Spiegeln verbessert werden, die einen Teil der Strahlung ins Testgefäß zurückspiegeln. Geeignete Materialien hierfür sind Zinksulfid, Germanium und Zinksulfid und Palladium. Diese Materialien besitzen im Bereich von 500 - 1000 Å eine Reflektivität von 10 - 30 %.

Anhang I

Interferometrische Bestimmung der Xenon-Neutralgasverteilung

Abb. 13 zeigt die optische Anordnung für die interferometrische Bestimmung der Xenon-Neutralgasverteilung im Entladungsraum.

Das aus der Messung gewonnene Interferogramm liefert die Streifenverschiebung i . Der Rand der Gaswolke wird dort angenommen, wo die Streifenverschiebung $i = 0$ wird. Unter der Annahme, daß die Gassäule entlang der Meßstrahlen über die Länge $2R$ homogen ist, kann man mit dem bekannten Brechungsindex n aus der Streifenverschiebung i die Neutralgasdichte N (Abb. 2) berechnen.

$$N = N_0 \frac{i \cdot \lambda}{(n-1) \cdot 2R}$$

λ = Wellenlänge des eingestrahnten Lichtes (4917 \AA), N_0 = Dichte des Gases bei Normalbedingungen.

Bei einem Auflösungsvermögen von $1/10$ - Streifenverschiebung kann man die aufgenommenen Interferogramme gerade noch bis zur Mitte des Raumes zwischen den beiden Elektroden auswerten, dann wird die Dichte zu klein.

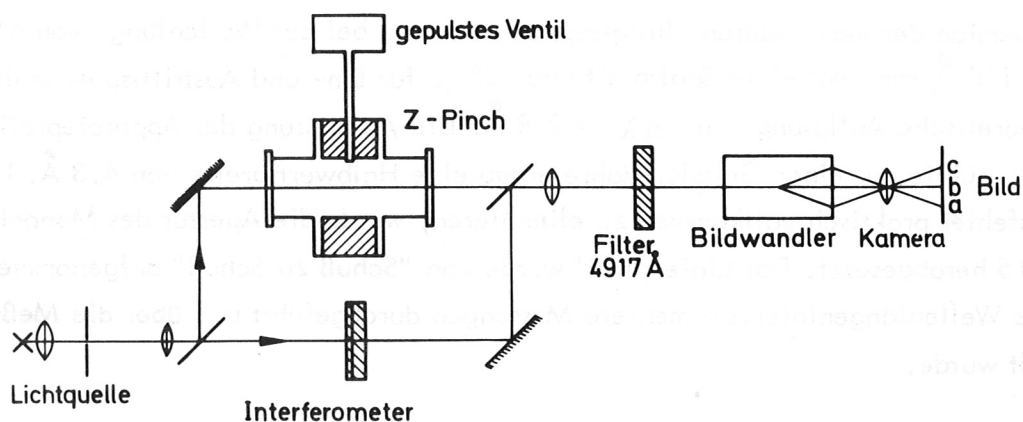


Abb. 13 Schema der optischen Anordnung des Interferometers und der Kamera

Anhang II

Bestimmung der Elektronendichte im Z-Pinch aus der Starkverbreiterung von Linien

Beobachtet wurde die Linie H_{α} des Wasserstoffes, der dem Xenon zu 4 % beigesetzt wurde und somit die Pinchdynamik nicht merklich beeinflusste. Die Halbwertsbreite der H_{α} -Linie wurde von Griem / 20 / mit auf etwa 10 % abgeschätzter Genauigkeit berechnet. Für z -fach geladene Ionen gilt:

$$\Delta \lambda_{ST} = C(n_e, T)^{-2/3} \cdot z^{1/3} \cdot n_e^{2/3}$$

Günstig für die Messung ist die Tatsache, daß $C(n_e, T)$ nur eine schwache Funktion der Elektronendichte und fast vollkommen temperaturunabhängig ist. Griem gibt $C(n_e, T)$ für verschiedene Dichten und Temperaturen an. Die Ionenladung z wurde zunächst zu $z = 4$ angenommen. An Hand der damit erhaltenen Dichte wurde z für verschiedene Orts- und Zeitpunkte ermittelt und die Dichte neu berechnet. Ungenauigkeiten in z machen sich wegen $z^{1/3}$ in der Dichtebestimmung kaum bemerkbar.

Durchführung der Messung

Zur Messung des Linienprofils wurde ein Leiss-Doppelmonochromator verwendet. Durch eine Linse ($f = 200 \text{ mm}$) wurde ein kleines Plasmavolumen auf den Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet. Das spektral zerlegte Licht wurde mit einem Photomultiplier registriert.

Die Dispersion der verwendeten Flintglasprismen betrug bei der Wellenlänge von 6562 \AA (H_{α}) 110 \AA/mm . Bei einer Spaltbreite von 25 \mu für Ein- und Austrittsspalt ergibt sich eine theoretische Auflösung von $\Delta \lambda = 2.8 \text{ \AA}$. Die Ausmessung des Apparateprofils mit der H_{α} -Linie aus einer Geissler-Röhre ergab eine Halbwertsbreite von 4.3 \AA . Um Abbildungsfehler praktisch vollkommen zu eliminieren, wurde die Apertur des Monochromators auf 1 : 15 herabgesetzt. Das Linienprofil wurde von "Schuß zu Schuß" aufgenommen, wobei für jedes Wellenlängenintervall mehrere Messungen durchgeführt und über die Meßwerte gemittelt wurde.

Auswertung und Ergebnis

Ein Standspektrum der emittierten Strahlung zeigt, daß die kurzwellige Seite des H_{α} -Profils von keiner Fremdlinie gestört wird. Es wurde deshalb dieses halbe Profil aufgenommen. Bei den zu erwartenden Elektronendichten und Temperaturen ist das Plasma für die Linie H_{α} optisch dünn / 21 /.

Um die Elektronendichte im Pinch örtlich aufgelöst zu bekommen, mußten die Linienprofile entabelt werden. Durch Schmierbilder wurde bestätigt, daß die dafür notwendige Rotationssymmetrie des Plasmas gut erfüllt war. Beobachtet wurde an 10 äquidistanten Stellen von der Säulenmitte bis zum Rand. Die geringe Apertur der Anordnung gewährleistete eine gute örtliche Auflösung.

Um das wahre Linienprofil zu erhalten, wurde seine Faltung mit dem Apparateprofil berücksichtigt. Die Starkverbreiterung verursacht eine Intensitätsverteilung der Linie, die in guter Näherung durch ein Lorentz-Profil angenähert werden kann / 20 /. Dasselbe gilt für das experimentell ermittelte Apparateprofil, das im Idealfall ein Dreieckprofil darstellen müsste. Bei Faltung zweier Lorentzprofile addieren sich die Halbwertsbreiten, und es ergibt sich ein neues Lorentzprofil mit einer Halbwertsbreite $b = b_1 + b_2$ / 35 /. Um die wahre Halbwertsbreite zu erhalten, muß man also die Halbwertsbreite des Apparateprofils von dem gemessenen Profil subtrahieren.

Das Ergebnis der Dichtemessung, das mit einem relativen Fehler von etwa 25 % behaftet ist, wird in Abb. 4 gezeigt.

Anhang IIITemperaturbestimmung im Z-Pinch aus Linienintensitätsmessungen

Das Intensitätsverhältnis zweier Linien derselben Teilchenart ergibt sich zu:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1 \cdot g_1 \cdot \lambda_2}{A_2 \cdot g_2 \cdot \lambda_1} \exp \left(- \frac{E_1 - E_2}{kT} \right) ;$$

A = Übergangswahrscheinlichkeiten

g = statistische Gewichte der oberen Niveaus

E = Energie der oberen Niveaus

Es wurden die beiden O^{III} -Linien bei 4061 \AA ($3s - 3p$) und 3759.87 \AA ($3s - 3p$) verwendet: Die Energiedifferenz der oberen Niveaus beträgt $10 \text{ eV} / 36$ (A und g wurden ebenfalls $/ 36$ entnommen). Der Sauerstoff wurde dem Xenon zu 4 % beigesetzt. Die Sauerstofflinien sind bei der entsprechenden Dichte von $4 \cdot 10^{14}$ Atomen pro cm^3 optisch dünn. Dies wurde auch experimentell durch Variation des Sauerstoffzusatzes bestätigt.

Collision-limit

Die Gültigkeit des Saha- und Boltzmann-Gleichgewichts für die Besetzung der interessierenden angeregten Niveaus der O^{III} -Linien wurde durch Abschätzen des Collision-limits n' nach Gleichung 8 - 13 in Ref. / 20 / nachgewiesen. Mit einem erwarteten Wert von $kT \approx 5 \text{ eV}$ führt eine Elektronendichte von 10^{18} cm^{-3} zu einem Collision-limit von $n' = 2$, eine Elektronendichte von nur einigen 10^{17} cm^{-3} zu $n' = 2 - 3$. Die Hauptquantenzahl der für die Temperaturbestimmung betrachteten O^{III} -Niveaus beträgt dagegen $n = 3$. liegt also über dem Collision-limit. Damit ist die notwendige Voraussetzung für lokales thermisches Gleichgewicht erfüllt.

Relaxationszeiten

Um von einer wahren Temperatur eines Gases sprechen zu können, müssen die Teilchen eine maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung besitzen. Um weiter Elektronen und Ionen durch eine einzige Temperatur beschreiben zu können, muß die Energieausgleichszeit zwischen beiden Teilchensorten klein genug sein; letztere ist größer als die Zeiten für die Einstellung einer Maxwellverteilung. Bei Zugrundelegung der im ungünstigsten Fall vorkommenden Kombination von Temperatur und Dichte ergeben sich nach Spitzer / 14 / für die Relaxationszeiten Werte von $\tau_{\text{relax}} < 5 \cdot 10^{-7} \text{ sec}$. Da die Vorgänge im Plasma

in Zeiten von mehreren Mikrosekunden ablaufen, kann man mit einer einzigen Temperatur T rechnen.

Durchführung der Messung

Es wurde die gleiche Meßanordnung wie bei der Ermittlung des H_{α} -Linienprofils verwendet. Die Spaltbreiten des Monochromators (Eintrittsspalt 20μ , Austrittsspalt 50μ) wurden so gewählt, daß die volle Intensität der betreffenden Linien registriert wurde ohne daß benachbarte Linien mitgemessen wurden.

Die relative spektrale Empfindlichkeit von Monochromator und Photomultiplier wurde mittels der Strahlung eines Kohlekraterbogens bestimmt / 37 /. Die Linienintensitäten wurden wieder von "Schuß zu Schuß" aufgenommen, wobei für jede Linie mehrere Messungen durchgeführt wurden und über die Meßwerte gemittelt wurde.

Bei Aufnahme der Linienintensitäten erhält man ein Meßsignal, das sich aus Linienintensität und einem Kontinuumsuntergrund zusammensetzt. Dieser Untergrund wurde durch Messung des Kontinuums neben der Linie bestimmt und nach Entabelung der einzelnen gemessenen Intensitäten eliminiert. Das Ergebnis der Temperaturmessung, das ebenfalls mit einem relativen Fehler von etwa 25 % behaftet ist, ist in Abb. 6 dargestellt.

Anhang IVBeobachtung des UV-StrahlungsspektrumsMeßanordnung

Es wurde ein Normal-Incidence-Vakuumspektrograph mit folgenden technischen Daten benutzt:

Durchmesser des Rowlandkreises	0.5 m
Öffnungsverhältnis	$\approx 1 : 10$
Eingangsspalt	20 μ
Austrittsspalt (für zeitaufgelöste Linienmessungen)	100 μ

Als Beugungsgitter wurde ein aluminisiertes Konkav-Gitter verwendet, das mit einer MgF_2 -Schicht überzogen war. Bei 1180 Linien/mm gewährleistete dieses Gitter eine Dispersion von 17 $\text{\AA}/\text{mm}$. Die Reflektivität des Gitters geht zwar bei $\approx 1000 \text{\AA}$ stark zurück, sinkt jedoch unterhalb 700 \AA nur mehr wenig ab.

Wichtig für die Strahlungsintensitätsmessung ist eine hohe, in einem weiten Wellenlängenbereich konstante Empfindlichkeit des Detektors. Zur Aufnahme von zeitintegrierten Spektren wurde ein Kodak-Film Typ 101-01 (30 mm x 2 1/2") verwendet. Die Empfindlichkeit dieses Films im Wellenlängenbereich unterhalb 1000 \AA ist ziemlich konstant.

Zeitaufgelöste Strahlungsmessungen wurden auf photoelektrischem Wege durchgeführt. UV-Strahlung erzeugt beim Auftreffen auf eine Natrium-Salizylat-Schicht eine Fluoreszenzstrahlung, die wiederum auf übliche Weise mit einem Photomultiplier verstärkt wird. Die Quantenausbeute des Natriumsalizylats als Funktion der Wellenlänge der auftreffenden Strahlung ist zwischen 400 \AA und 1000 \AA ebenfalls sehr konstant / 38 /.

Schwärzungskurve des Films

Für das Verhältnis zwischen einfallender Energie E und Density D besteht im linearen Bereich der Schwärzungskurve bekanntlich folgender Zusammenhang:

$$\frac{D_1 - D_2}{\log \frac{E_1}{E_2}} = \gamma ;$$

D = Density

E = Einfallende Energie

Zur Bestimmung von γ wurde das Linienspektrum des Plasmas verwendet, das einmal mit und einmal ohne Absorptionsfilter aufgenommen wurde. Als Filter diente ein Indiumfilm von 1500 \AA Dicke, dessen Durchlässigkeit ($\approx 30 \%$) bekannt war / 39 /. Die Größe γ wurde nun für mehrere Linien unterschiedlicher Intensität berechnet, wobei ein großer Intensitätsbereich erfaßt wurde. Die verwendeten Linien entstammten einem engen Spektralbereich, in dem die Filmempfindlichkeit praktisch konstant war. Es zeigte sich, daß die gemessenen Intensitäten auf dem linearen Teil der Schwärzungskurve lagen. Für den betrachteten Spektralbereich erhielt man den Mittelwert $\gamma = 5.6$ mit einem Fehler von etwa 30% .

Untersuchung des Quadikontinuums

Mit Hilfe des Indiumfilms konnte außerdem gezeigt werden, daß es sich bei dem auf dem Standardspektrum zwischen 500 \AA und 900 \AA erscheinenden kontinuierlichen Untergrund (Abb. 7) um ein Quasikontinuum und nicht um Streulicht handelt. Der Indiumfilm von 1500 \AA Dicke besitzt an der Stelle $\lambda = 750 \text{ \AA}$ eine Absorptionskante, d. h. Strahlung mit Wellenlängen $\lambda < 750 \text{ \AA}$ wird absorbiert, während solche mit $\lambda > 750 \text{ \AA}$ zu etwa 30% durchgelassen wird. Bringt man nun den Indiumfilm in den Strahlengang, so macht sich für Strahlung aus dem Spektralbereich um 750 \AA die Absorptionskante bemerkbar, während sie auf Streulicht natürlich keinen Einfluß hätte.

Anhang V

Abschätzung des abgestrahlten Energiebetrages aus aufgenommenem Strahlungsspektrum und gemessenem Ionisierungsgrad im Testgas

Für den Ionisierungsgrad α , der durch Photoionisation im Abstand z von der Strahlungsquelle (angenähert durch isotrop strahlende Punktquelle) durch den spektralen Strahlungsfluß erzeugt wird, gilt folgende Gleichung:

$$(3) \quad \alpha(z) = \frac{1}{4\pi z^2} \int_0^{\lambda_G} \frac{\sigma(\lambda) \cdot S(\lambda) \cdot e^{-\sigma(\lambda) \cdot n_n \cdot z}}{h c / \lambda} d\lambda$$

Dabei ist:

$$S(\lambda) = \int_0^{\infty} s(t, \lambda) dt; \quad \text{zeitintegrierter spektraler Strahlungsfluß}$$

(aus gemessenem Spektrum);

$$n_n = \text{Dichte des Neutralgases}$$

$$\lambda_G = \text{Obere Wellenlängenschranke für Photoionisation; } \lambda_G = 803 \text{ \AA};$$

$$\sigma(\lambda) = \text{Wirkungsquerschnitt für Photoionisation;}$$

$$\sigma_{\max} \cdot n_n \cdot z \ll 1.$$

Der Abstand z wurde mit 36,5 cm so gewählt, daß die $1/z^2$ Abhängigkeit des Strahlungsflusses noch gilt (Abb. 11).

Der Wirkungsquerschnitt für Photoionisation des molekularen Wasserstoffs / 40 / wurde durch eine analytische Kurve angenähert, wobei er in zwei Wellenlängenbereiche aufgeteilt wurde:

$$(4) \quad \begin{aligned} \sigma(\lambda) &= 2,5 \cdot 10^{-26} \cdot \lambda^3 \text{ [cm}^2\text{]}, \text{ für } \lambda < 690 \text{ \AA}; \\ \sigma(\lambda) &= 0,96 \cdot 10^{-18} (808 - \lambda)^{1/2} \text{ [cm}^2\text{]}, \text{ für } 690 \text{ \AA} < \lambda < 803 \text{ \AA}. \end{aligned}$$

Der gemessene zeitintegrierte spektrale Strahlungsfluß $S(\lambda)$ wurde ebenfalls durch eine analytische Funktion beschrieben. Dabei wurde das Quasikontinuum (s. Abb. 7) durch ein Dreieck angenähert:

$$(5) \quad \begin{aligned} S(\lambda) &\approx 0, \text{ für } \lambda > 946 \text{ \AA} \text{ und für } \lambda < 494 \text{ \AA}; \\ S(\lambda) &= -\frac{E_1}{256} \cdot (\lambda - 946) \left[\frac{\text{erg}}{\text{\AA}} \right], \text{ für } \lambda > 690 \text{ \AA}; \\ S(\lambda) &= \frac{E_1}{196} \cdot (\lambda - 494) \left[\frac{\text{erg}}{\text{\AA}} \right], \text{ für } \lambda < 690 \text{ \AA}. \end{aligned}$$

Weiter zeigt eine Abschätzung, daß die Gesamtenergie der diskreten, aus dem Kontinuum herausragenden Linien sich zur Energie des Kontinuums ungefähr wie 10 : 7 verhält. Es liegt deshalb nahe, die Gesamtenergieverteilung ebenfalls durch ein Dreieck, jedoch mit der Höhe $E_2 = \frac{17}{7} \cdot E_1$ anzunähern. Damit kann E_1 aus der Beziehung (3) bestimmt werden. Man erhält $E_1 = 3 \frac{\text{Wsec}}{\text{Å}}$.

Die gesamte im betrachteten Wellenlängenbereich abgestrahlte Energie beträgt:

$$S_g = \int_{494}^{946} S(\lambda) d\lambda = 1,6 \text{ kJ.}$$

Literaturverzeichnis

- 1 M. Keilhacker, M. Kornherr, H. Niedermeyer, K.-H. Steuer; Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Madison, USA, paper CN-28/J-10 (1971)
- 2 J.W. Paul et al.; Nature 208, 135 (1965)
- 3 M. Keilhacker, M. Kornherr, K.-H. Steuer; Z. Phys. 223, 385 (1969)
- 4 E. Unsöld, Dissertation TU München, 1971
- 5 C. Bastian, R. Läuter; Report KFA-Jülich, Kernforschungsanlage Jülich (1971)
- 6 G. Hofmann; J. Quant.Spect. Rad. Transfer 8, 729 (1968)
- 7 F. Pecorella, G.C. Vlases; Phys. Lett. 28A, 616 (1969)
- 8 M. Keilhacker, F. Pecorella, G.C. Vlases; Phys. Fluids 13, 2253 (1970)
- 9 G. Marr; Photoionization Processes in Gases, Academic Press, New York (1967)
- 10 H. Brinkschulte et al.; Z.f.angew. Phys. 25, 109 (1968)
- 11 S. Glasstone, R.H. Loveberg; Controlled Thermonuclear Reactions, D.V. Nostrand Company, New York (1960)
- 12 A. Gattinger, M. Keilhacker, Verhandlungen DPG (VI), 5, 81 (1970)
- 13 Rosenbluth; Report LA 1850, Los Alamos 1954
- 14 L. Spitzer; Physics of Fully Ionized Gases, 2 end ed., John Wiley and Sons, New York (1965)
- 15 R.W.P. McWhirter, Culham Report CLM-P 150, Culham Lab., 1967
- 16 H.W. Drawin and P. Felenbok; Data for Plasmas in Local Thermodynamic Equilibrium, Gauthier-Villars, Paris (1965)
- 17 M.J. Seaton; Planetary, Space Sci., 12, 55 (1964)

- 18 H. Zwicker, U. Schuhmacher; Z. Physik, 183, 453 (1965)
- 19 W. Köppendörfer; Report IPP 1/28, Institut für Plasmaphysik, Garching (1964)
- 20 H.R. Griem; Plasma Spectroscopy, Mc Graw-Hill, New York (1964)
- 21 G. Hofmann and F. Pecorella; J. Quant. Spect. Rad. Transfer 8, 735 (1968)
- 22 M. Keilhacker, F. Pecorella, G.C. Vlases; IPP-Report 99, Institut für Plasma-physik Garching/München, 1969
- 23 H. Niedermeyer; Report IPP 1/66, Institut für Plasmaphysik, Garching/München (1967)
- 24 A. Gattinger, M. Keilhacker, F. Pecorella, G.C. Vlases; Bulletin of the Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, 14, 1059 (1969)
- 25 M.R. Flannery and U. Oepik, Proc. Phys. Soc. 1965, Vol. 86, 491
- 26 G. Herzberg; Spectra of Diatomic Molecules, 1950 New York
- 27 O.W. Richardson; Nuovo Cimento, 15, 232 (1938)
- 28 K.H. Steuer; Report IPP 1/94, Institut für Plasmaphysik, Garching/München (1969)
- 29 G.H. Dunn; Phys. Rev., 172, 1 (1968)
- 30 G.H. Dunn, Busch, Zyl; Abstract of Papers V Int. Conf. on the Physics of Electr. and Atomic Collisions
- 31 R.B. Cairns and James A.R. Samson, NASA C R - 998 (1968)
- 32 E. Hinnov, A.S. Bishop and F.W. Hofmann; MATT-270, Princeton, 1964
- 33 C. Breton; Rapport CEA-R 3185, Centre D'Études Nucleaires de Fontenay-Aux-Roses, 1967
- 34 M. Keilhacker; Report IPP 1/106 Institut für Plasmaphysik, Garching/München (1970)
- 35 A. Unsöld; Physik der Sternatmosphären, 1955, Springer-Berlin-Heidelberg

- 36 W.L. Wiese, M.W. Smith and B.M. Glennon; Atomic Transition Probabilities, Vol. II, (NSRDS - NBS - 22), 1969
- 37 A. Eberhagen, W. Lünow; Report IPP 1/23, IPP 6/20, Institut für Plasmaphysik Garching/München (1964)
- 38 James A.R. Samson, JOSA 54, 6 (1964)
- 39 W.R. Hunter, D.W. Angel and R. Tousey; Appl. Optics, Vol. 4, No. 8, 891 (1965)
- 40 G.R. Cook, P.H. Metzger, Proc. IX International Conference Phen. Ion. Gases Vol. 1, 149 (1963)
- 41 Ch. E. Moore; Atomic Energy Levels, Vol. III, Circular of the National Bureau of Standards 467 (1958)
- 42 J.C. Boyce, Physical Review 49, 730 (1936)

Herrn Professor Dr. E. Fünfer danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit in seiner Abteilung des Max-Planck-Institutes für Plasmaphysik durchführen zu können, sowie für sein reges Interesse am Fortgang der Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. M. Keilhacker für die Aufgabenstellung und seine aufmerksame Betreuung der Arbeit. Ihm und Herrn Dr. H. Niedermeyer danke ich für viele anregende Diskussionen im Zusammenhang mit den theoretischen und experimentellen Problemen dieser Arbeit.

Weiter bedanke ich mich bei Herrn Professor Dr. H. Zwicker für eine kritische Durchsicht des Manuskripts.