

Spektroskopische Messung der Elektronen-
dichte und Temperatur beim Hohlpinch.

Hans Hemmerich

IPP 1/16

Januar 1964

I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K

G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Seite

Spektroskopische Messung der Elektronen- dichte und Temperatur beim Hohlpinch.

Hans Hemmerich

IPP 1/16

Januar 1964

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

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	
I. Einleitung	1
II. Versuchsaufbau	3
1. Aufbau und Daten	3
2. Beschreibung der Entladungsvorgänge beim Hohlpinch-Effekt	5
III. Theoretische Grundlagen der spektroskopi- schen Messungen	8
1. Emissionskoeffizient der Linie D_{β}	9
2. Emissionskoeffizient der Kontinuums- strahlung	11ä
3. Temperaturbestimmung	13
4. Stark-Verbreiterung	13
5. Strahlungseichung	14
IV. Aufbau und Arbeitsweise der Messanordnung	16
1. Technischer Aufbau	16
2. Messung von Linienprofilen	17
3. Messung von Absolutintensitäten	20
4. Räumliche Zuordnung der beobachteten Strahlung	21
V. Messergebnisse	26
A. Vorentladung	28
1. Moleküllinien zu Beginn der Vorent- ladung	28
2. Zeitlicher Verlauf der Elektronen- dichte und Temperatur	29
B. Hauptentladung	31
VI. Anhang: Strahlungseichung	36
Literaturverzeichnis	
Diagramme 1 bis 4	
Abbildungen A 1 bis A 6	

Zusammenfassung

Bei einer Hohlpinch-Entladung in Deuterium wurden spektroskopisch Elektronendichte und Temperatur bestimmt. Hierzu mussten der Emissionskoeffizient der Kontinuumsstrahlung und zur Kontrolle das STARK-Profil einer Emissionslinie, zur Temperaturbestimmung zusätzlich der Emissionskoeffizient einer Linie bestimmt werden. Aus technischen Gründen konnte nur das Integral der Strahlungsintensitäten über die gesamte Schicht des Plasmahohlzylinders in radialer Richtung gemessen werden.

Strenge quantitative Aussagen waren deshalb nur bei der Vorionisierung möglich und auch nur dann, wenn die Radialverteilung von Elektronendichte und Temperatur homogen war. Übereinstimmend mit der Tatsache, dass während der Vorionisierung nur OHMsche Aufheizung eine Rolle spielen kann, zeigen Elektronendichte- und Temperaturverlauf eine Modulation, die dem Quadrat der Stromamplitude folgt. Die während der Vorentladung gemessenen Temperaturen liegen im allgemeinen zwischen 1,5 und 2,5 eV, der Ionisierungsgrad nach zwei vollen Stromperioden bei 50 bis 60% nahezu unabhängig vom Fülldruck, der von 4×10^{-2} bis 10^{-1} Torr variiert wurde, und vom Stabilisierungsfeld, das von 0 bis 1000 G variiert wurde. Die gute Übereinstimmung der nach den beiden voneinander unabhängigen Methoden gemessenen Elektronendichten (Absolutintensität eines Kontinuumsbereichs und STARK-Profil einer Emissionslinie) lässt auf lokales thermisches Gleichgewicht schliessen.

Bei der Hauptentladung führt die unbekannt Radialverteilung der zu messenden Grössen zu einer starken Einschränkung der Aussagemöglichkeiten. Es kann nur noch die Kontinuumsintensität wegen ihrer schwachen Temperaturabhängigkeit bezüglich der Elektronendichte interpretiert werden. Unter bestimmten Annahmen über die Radialverteilung der Elektronendichte lässt sich nämlich die Schichtdicke des komprimierten Plasmahohlzylinders aus der

gemessenen Kontinuumsintensität bestimmen. Die so gewonnenen Schichtdicken werden mit der gemessenen Radialverteilung des mitkomprimierten Stabilisierungsfeldes verglichen. Bei diesem Vergleich zeigt sich eine wesentlich stärkere Druckabhängigkeit der spektroskopisch gegenüber den aus Magnetfeldmessungen bestimmten Schichtdicken.

I. Einleitung

In der vorliegenden Arbeit werden Versuche beschrieben, die mit Hilfe von spektroskopischen Methoden Aussagen über Elektronendichten und Temperaturen beim linearen Hohlpincheffekt liefern.

Bei dieser Anordnung zur Erzeugung eines dichten Plasmas hoher Energie handelt es sich um einen Plasmahohlzylinder, der durch azimuthale magnetische Felder gleichzeitig von innen nach aussen und von aussen nach innen komprimiert wird. Gegenüber dem linearen Z-Pinch hat der Hohlpinch folgenden Vorteil: Die Geometrie des Aufbaus erlaubt die Stabilisierung der Plasmakonfiguration mit kleineren longitudinalen Stabilisierungsfeldern. Die erzielten Kompressionsverhältnisse werden damit bei vergleichbarer Stabilität grösser als beim linearen Z-Pinch. Eine Vorladung ermöglicht die Zündung der Hauptentladung in einem bereits gut ionisierten Plasma.

Da die hauptsächlich interessierenden Kompressionsvorgänge innerhalb von etwa $2 \mu\text{s}$ ablaufen, werden hohe Anforderungen an das zeitliche Auflösungsvermögen der Messapparatur gestellt. Gleichzeitig sind aber die zur Bestimmung der Elektronendichte zu messenden Strahlungsintensitäten verhältnismässig gering. Aus diesen Gründen ist die einfachste Art der spektroskopischen Untersuchung nichtstationärer Vorgänge, die mechanisch-photographische Aufnahme von Schmierspektren, nicht möglich. Die in neuerer Zeit sehr exakt entwickelte spektroskopische Theorie erlaubt jedoch, anhand der Messung von nur zwei Integralen über schmale Spektralbereiche (z.B. Gesamtintensität einer Emissionslinie und Intensität eines schmalen Kontinuumsbereichs) mit hochempfindlichen Photomultipliern, bereits sehr gute Bestimmungen der Elektronendichten und Temperaturen.

Die Anwendung spektroskopischer Messmethoden zur Plasmadiagnostik bietet ausserdem einen wesentlichen Vorteil: Die Registrierung der Messgrössen hat keinerlei Rückwirkung auf das untersuchte Plasma. Es treten also diesbezüglich keine Interpretations-

schwierigkeiten auf, im Gegensatz zum Beispiel zu Langmuir-Sondenmessungen.

Zur Ermittlung eines günstigen Zeitpunkts zur Zündung der Hauptentladung wurde die Vorionisierung getrennt von der Hauptentladung untersucht. Variiert wurden bei den Messungen die wählbaren Parameter der Entladung: Fülldruck und Stabilisierungsfeld.

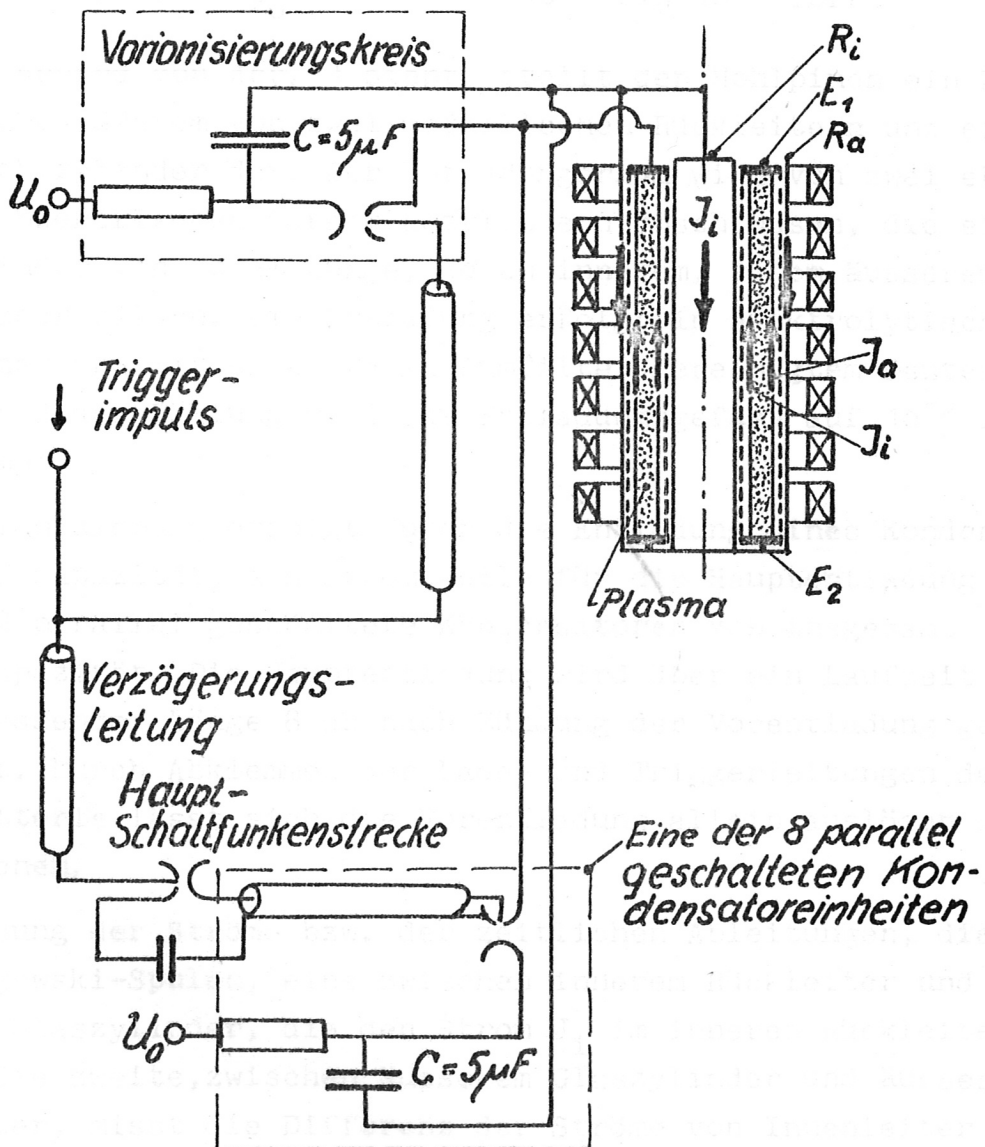
Hier noch ein kurzer Überblick über Inhalt und Gliederung dieser Arbeit: Nach der Beschreibung des technischen Aufbaus und einigen qualitativen Betrachtungen über die Dynamik des Hohlpinchs folgen eine Zusammenfassung der theoretischen Grundlagen des spektroskopischen Messungen, Aufbau und Arbeitsweise der Messanordnung und die Ergebnisse der Messungen und ihre Diskussion.

II. Aufbau des Hohlpinches und Ablauf der Entladung

1. Aufbau und Daten der Stossbatterie

Der Aufbau der zu den vorliegenden Untersuchungen benützten linearen Hohlpinchbatterie und der Ablauf des Entladungsvorgangs wurden bereits von G. Lehner [1] ausführlich beschrieben. Hier werden nur die wesentlichen Punkte wiedergegeben.

Den Aufbau der Stossbatterie zeigt Abb. 1



$R_{a,i}$ = Rückleiter

$E_{1,2}$ = Ringelektroden

Technische Daten:

	Vorentladung	Hauptentladung
Ladespannung U_0	31,5 kV	31,5 kV
Gesamtkapazität C	5 μ F	40 μ F
Gespeicherte Energie E_0	2,5 kJ	20 kJ
Max. Strom der Hauptentl.		700 kA
Schwingungsdauer der ersten Halbwelle	7,5 μ s	4,5 μ s
Stabilisierungsfeld B_{z0}	0 bis 1000 G variiert	
Deuterium-Fülldruck p_0	4 x 10^{-2} bis 10^{-1} Torr	

Wie man anhand von Abb. 1 sieht, stellt der Hohlpinch ein konzentrisches System von zwei metallischen Rückleitern und einem Plasmahohlzylinder dar. Der Entladungsraum wird von zwei ebenfalls konzentrischen Duranglaszylindern umschlossen, die einen Hohlzylinder von 50 cm Länge, 10 cm innerem, 20 cm äusserem Durchmesser bilden. Die Entladung erfolgt in elektrolytisch gewonnenem und mit einem Palladiumfilter gereinigtem Deuteriumgas. Vor jeder Füllung wird das Entladungsgefäss auf 10^{-5} Torr ausgepumpt.

Die Vorionisierung erfolgt durch die Entladung eines Kondensators von 5 μ F Kapazität, als Stromquelle für die Hauptentladung dienen 8 parallel geschaltete Kondensatoren von insgesamt 40 μ F Kapazität. Die Hauptentladung wird über ein Laufzeitkabel passender Länge 8 μ s nach Zündung der Vorentladung getriggert. Durch Abklemmen der Lade- und Triggerleitungen der Hauptbatterie lässt sich die Vorentladung allein auslösen und untersuchen.

Zur Messung der Ströme bzw. der zeitlichen Ableitungen, dienen zwei Rogowski-Spulen, eine zwischen innerem Rückleiter und innerem Glaszylinder, die den Strom J_i im inneren Rückleiter misst. Die zweite, zwischen äusserem Glaszylinder und äusserem Rückleiter, misst die Differenz der Ströme von Innenleiter und Plasma, also den Strom J_a im Aussenleiter. Die Summe der beiden Messsignale ergibt den Plasmastrom bzw. dessen zeitliche Ableitung.

Die gesamte Anordnung ist umgeben von einer Reihe mehrlagiger Spulen zur Überlagerung eines stationären longitudinalen Magnetfeldes B_{z0} . Am äusseren Glaszylinder sind vier Sondenstützen zur Einführung von Magnetfeldsonden angebracht. Die spektroskopische Beobachtung des Plasmas konnte nur durch eine kleine Bohrung im äusseren Rückleiter senkrecht zur Symmetrieachse der Anordnung erfolgen. Eine Durchbohrung der oberen Elektrode zur Beobachtung in longitudinaler Richtung war - dies geht aus der schematischen Abb. 1 allerdings nicht hervor - wegen Isolationsschwierigkeiten nicht möglich, die untere Elektrode war wegen der dortangeschlossenen Diffusionspumpe ebenfalls nicht zugänglich. Hieraus ergaben sich Schwierigkeiten bei der quantitativen Auswertung der spektroskopischen Messungen, da die räumliche Zuordnung der gemessenen Strahlungsintensitäten experimentell nicht möglich war. Auf dieses Problem soll in Kap. IV 4 näher eingegangen werden.

2. Beschreibung des Entladungsvorgangs

Zum Verständnis der Vorgänge bei der Kompression des Plasmas nimmt man reine Oberflächenströme an (J_a und J_i , s. Abb. 1), was gleichbedeutend mit unendlicher Leitfähigkeit des Plasmas ist. Die mit diesen Strömen verknüpften azimuthalen Magnetfelder üben Kräfte auf die beiden Plasmaoberflächen aus, die zu einer gegenläufigen Bewegung der Flächen führen. Diesen Kräften wirkt der gaskinetische Druck des komprimierten Gases und der magnetische Druck des mitkomprimierten Stabilisierungsfeldes entgegen. Die Kompression erfolgt wegen der Trägheitskräfte über die statische Gleichgewichtslage hinaus.

G. Lehner [1] gewinnt aus den Bewegungsgleichungen in linearer Näherung eine Dispersionsgleichung, aus der zwei verschiedene Typen der Schwingung um die Gleichgewichtslage folgen: eine Gleichtaktschwingung, bei der beide Plasmaradien gleichzeitig zu- oder abnehmen, und eine Gegentaktschwingung, bei der die

Plasmaoberflächen in Gegenphase schwingen.

Eine ausführliche und genaue Darstellung findet sich in der bereits erwähnten Arbeit von G. Lehner.

Hier sei nur noch das für die vorliegende Untersuchung wichtigste Ergebnis erwähnt: Die Zustände maximaler Kompression fallen mit Wendepunkten des Verlaufs von $\dot{J}_a + \dot{J}_i$ zusammen, die auf ein Minimum dieses Verlaufs folgen. Die dazwischenliegenden Minima mit einem Wendepunkt von $\dot{J}_a + \dot{J}_i$, der auf ein Maximum dieses Verlaufs folgt (s. Abb. 2).

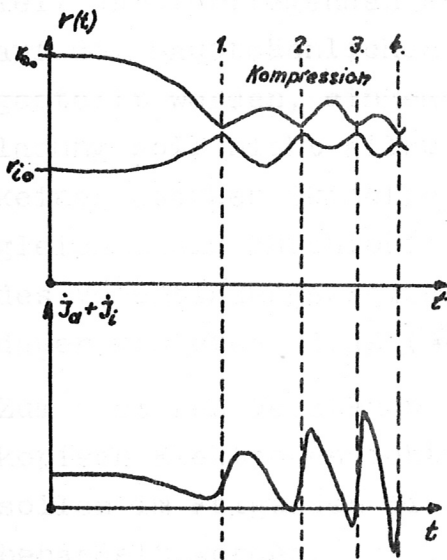


Abb. 2

Zeitlicher Verlauf der Plasmaoberflächen und der Summe der zeitlichen Ableitungen der Ströme (Ergebnis der Berechnungen von G. Lehner am idealisierten adiabatischen Modell der Hauptentladung)

Der experimentelle Verlauf von $\dot{J}_a + \dot{J}_i$ ist hiermit nur noch qualitativ vergleichbar (s. Abb. 3)

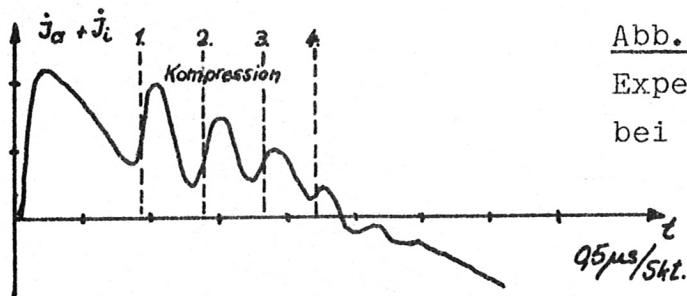


Abb. 3

Experimenteller Verlauf für $\dot{J}_a + \dot{J}_i$ bei $B_{z0} = 400 \text{ G}$, $p_0 = 10^{-1} \text{ Torr}$

Man sieht, dass die Kompressionsschwingungen im Gegensatz zu den theoretischen Kurven gedämpft verlaufen, dies erklärt sich jedoch aus der Vernachlässigung aller dissipativen Effekte und Ohmschen Widerstände in dem betrachteten Modell, vor allem aus der endlichen Leitfähigkeit des Plasmas und der daraus resultie-

renden Diffusion von Magnetfeldern. Aus diesem Grunde ergeben sich auch, wie Magnetfeldmessungen leicht zeigen, keine Rechteckprofile für die eingefangenen Felder und die Teilchendichten. Die radiale Verteilung von Magnetfeld und Dichte wird wesentlich durch die Anfangsbedingungen bei der Zündung der Hauptentladung bestimmt, d.h. durch das Stabilisierungsfeld und die von der Vorionisierung herstammenden eingefangenen azimuthalen Magnetfelder.

Der Untersuchung der Vorionisierung war deshalb ein wesentlicher Teil der vorliegenden Arbeit gewidmet und es soll hier noch auf die hauptsächlichen Anforderungen, die an die Vorionisierung gestellt werden, eingegangen werden. Die Frequenz der Vorentladung soll nicht allzu hoch sein, damit der Strom im Plasma keinen starken Skineneffekt zeigt und das gesamte Volumen möglichst gleichmässig durchionisiert wird. Deshalb wurde die Induktivität des Vorentladungskreises so gewählt, dass sich eine Schwingungsdauer von etwa $15 \mu\text{s}$ ($\approx 70 \text{ kHz}$) ergab.

Zum besseren Verständnis der Messanordnung, mit der spektroskopisch Elektronendichten und Temperaturen bestimmt wurden, sollen im Folgenden die theoretischen Grundlagen dieser Messungen behandelt werden.

III. Theoretische Grundlagen der spektroskopischen Messungen

Die in dieser Arbeit spektroskopisch untersuchten Plasmen sind optisch dünn, d.h. die von der Volumeneinheit emittierte Strahlungsleistung überwiegt bei weitem die absorbierte Leistung. Da somit kein Strahlungsgleichgewicht vorliegen kann, befindet sich das Plasma nicht in vollkommenem thermischem Gleichgewicht und die emittierte Strahlung lässt sich nicht mit der eines schwarzen Körpers vergleichen.

Wohl aber besteht ein detailliertes Gleichgewicht zwischen Elektronen, Ionen und den Dichten der Atome in den verschiedenen Anregungszuständen, das durch die SAHA-Gleichung beschrieben wird. Dass dieses Gleichgewicht besteht - in der Literatur allgemein als L.T.E. (Local Thermal Equilibrium) bezeichnet - lässt sich folgern aus den Einstellzeiten z.B. für thermisches Gleichgewicht zwischen Elektronen und Ionen, die man, etwa nach Spitzer [2] berechnen kann. Dabei ergeben sich für die in dieser Arbeit untersuchten Plasmen Zeiten $t \leq 10^{-8}$ s, während charakteristische Zeiten für die im Plasma ablaufenden dynamischen Vorgänge um zwei Grössenordnungen höher liegen.

Zur Bestimmung von Temperaturen, Elektronen- und Ionendichten in Plasmen, für die L.T.E. vorliegt, gibt es eine grosse Zahl von spektroskopischen Methoden, die alle im Prinzip auf Messungen von relativen und absoluten Linien- und Kontinuumsintensitäten sowie Linienprofilen hinauslaufen. Einen umfassenden Überblick über diese Methoden, ihre Anwendungsbereiche und theoretischen Genauigkeiten gibt Griem [3].

Unter diesen Methoden wurde eine Auswahl getroffen, die hinreichend empfindliche Messungen in dem zu erwartenden Elektrodichtebereich ($N_e = 10^{15}$ bis einige 10^{16} cm^{-3}) und Temperaturbereich (1 bis 10 eV) ermöglichte und gleichzeitig die Bequemlichkeit der Messung im sichtbaren Bereich des Spektrums bot.

Es wurden durchgeführt:

- a) Temperaturmessungen aus dem Verhältnis der Gesamtintensität

der Linie D_{β} zur Intensität eines Kontinuumsbereichs.

b) Elektronendichtemessungen aus der Absolutintensität des Kontinuums.

c) Elektronendichtemessungen aus der Bestimmung des STARK-Profiles der Wasserstofflinie D_{β} , unabhängig von der Annahme lokalen thermischen Gleichgewichts. Sie erlauben daher durch Vergleich mit den Messungen nach b) eine Überprüfung dieser Annahme.

Zur Bestimmung der Absolutintensität von Linien und Kontinuum wurde die Strahlung eines Kohlekraters als Normal benutzt.

Er folgt jetzt eine kurze Zusammenstellung der Beziehungen zwischen Elektronendichten und Temperaturen einerseits und der vom Plasma emittierten Strahlung andererseits, wie sie sich aus der Theorie für L.T.E.-Plasmen ergeben.

Quantitative Zusammenhänge zwischen Elektronendichte, Temperatur und emittierter Strahlung

1. Emissionskoeffizient der Linie D_{β}

Die Zahl der Lichtquanten $h\nu_{mn}$ (Ws) einer Spektrallinie, die die Volumeneinheit eines Plasmas in der Zeiteinheit nach allen Seiten hin spontan emittiert, ist der Übergangswahrscheinlichkeit A_n^m (s^{-1}) und der Zahl N_m der im angeregten Zustand m befindlichen Atome proportional. In die Raumwinkeleinheit wird hiervon der 4π -te Teil abgestrahlt. Der Emissionskoeffizient i_{mn} dieser Linie ist somit definiert als

$$(II.1) \quad i_{mn} = \frac{1}{4\pi} A_n^m N_m h\nu_{mn} \quad [W \cdot cm^{-3} \cdot sterad^{-1}]$$

Zur Bestimmung von N_m können wir unter Annahme, dass sich die Atome im Hauptquantenzustand m mit den freien Elektronen in lokalem thermischem Gleichgewicht befinden, die SAHA-Gleichung anwenden (s.z.B. 4.5)

$$(II.2) \quad \frac{N_i \cdot N_e}{N_m} = \frac{2g_i}{g_m} \cdot \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \cdot \exp\left[-\frac{\chi_m - \Delta\chi}{kT}\right]$$

Für Wasserstoff unter Berücksichtigung der Quasineutralität des Plasmas ($N_i = N_e$) ergibt dies

$$(II.3) \quad N_m = N_e^2 \cdot \frac{g_m}{2g_i} \cdot h^3 (2\pi m_e kT)^{-3/2} \cdot \exp\left[\frac{\chi_m - \Delta\chi}{kT}\right]$$

g_i = statistisches Gewicht des Wasserstoffions (hier $g_i = 1$)

g_m = statistisches Gewicht des Wasserstoffatoms im Hauptquantenzustand m ($g_m = 2m^2$)

m_e = Elektronenmasse

χ_m = Ionisierungsenergie vom Zustand m aus

$\Delta\chi$ = Erniedrigung der Ionisierungsenergie

Auf die Erniedrigung der Ionisierungsenergie soll im Folgenden kurz eingegangen werden.

Die Ionisierungsenergie eines von Plasma umgebenen Atoms ist geringer als die eines isolierten Atoms, weil die Ablösearbeit für ein Elektron zum Teil von den Coulomb-Potentialen der umgebenden Ionen geleistet wird.

Die Erniedrigung der Ionisierungsenergie ist nach Griem gegeben durch:

$$(II.4) \quad \Delta\chi = \frac{e^2}{R} (Z+1)$$

R = Abschirmradius

Z = Ladungszahl des Ions, dessen $\Delta\chi$ angegeben werden soll, d.h. für Wasserstoff: $Z = 0$

Für sehr hohe Elektronendichten N_e und tiefe Temperaturen T ist der Abschirmradius R gleich dem mittleren Teilchenabstand r_0 .

$$(II.5) \quad R = r_0 = \left(\frac{4\pi}{3} N_e\right)^{-1/3} = 0,62 N_e^{-1/3} \text{ [cm]}$$

für N_e in cm^{-3} .

Sobald der Debye-Radius ρ_D grösser wird als der mittlere Teilchenabstand, ist der Debye-Radius einzusetzen:

$$(II.6) \quad R = \rho_D = \left(\frac{kT}{8\pi e^2 N_e} \right)^{1/2} = 526 \left(\frac{kT}{N_e} \right)^{1/2} \text{ [cm]}$$

Für kT in eV, N_e in cm^{-3} .

Die Funktion

$$(II.7) \quad \Delta\chi = \Delta\chi(N_e, kT) = 2,16 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{1}{R} \text{ [eV]}$$

lag tabelliert vor [6] unter Berücksichtigung von

$$R = \rho_D \quad \text{für } \rho_D > r_0$$

$$R = r_0 \quad \text{für } \rho_D \leq r_0$$

Nach Einsetzen aller Konstanten ergibt sich für den Emissionskoeffizienten der Wasserstofflinie D_β

$$(II.8) \quad i_{D_\beta} = 1,425 \cdot 10^{-33} N_e^2 (kT)^{-3/2} \cdot \exp\left[\frac{10,86 - \Delta\chi}{kT}\right]$$

für N_e in cm^{-3} , kT in eV.

$$\text{[W} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{sterad}^{-1}\text{]}$$

Die Funktion $i_{D_\beta} = i_{D_\beta}(N_e, kT)$ lag tabelliert vor [6]. Sie ist für kT als Parameter in Diagramm 1 aufgetragen.

2. Emissionskoeffizient der Kontinuumsstrahlung

Die Kontinuumsstrahlung eines Wasserstoffplasmas setzt sich zusammen aus drei Anteilen:

- a) Rekombinationsstrahlung: Elektron-Ion frei-gebunden-Übergänge
- b) Bremsstrahlung: Elektron-Ion frei-frei-Übergänge
- c) H^- -Kontinuum: Elektron-Atom frei-frei- und frei-gebunden-Übergänge. Da das H^- -Kontinuum bei Temperaturen oberhalb 1 eV nur einen unbedeutenden Beitrag liefert, braucht es in dieser Arbeit (kT stets grösser als 1 eV) nicht berücksichtigt zu werden. Dies zeigt eine Abschätzung bei Cooper [4, S. 45].

Für die beiden ersteren Anteile zusammen lautet der Emissionskoeffizient bei reinem Wasserstoff (s.z.B. Finkelburg, Peters [7]) für die Frequenz ν :

$$(II.9) \quad \epsilon_{\nu} = \frac{32\pi^2}{3 \cdot 15} \cdot \frac{e^6}{c^3 (2\pi m_e)^{3/2}} \cdot \frac{N_e N_i}{(kT)^{1/2}} \cdot e^{-\frac{h\nu}{kT}} \cdot \left\{ g_{ff} e^{\frac{\chi_0 - \Delta\chi}{kT}} + \frac{2\chi_0}{kT} \sum_{n=n'}^{n=l-1} \frac{g_{fg}}{n^3} \cdot e^{\frac{\chi_0 - \Delta\chi}{kT}} \right\}$$

Dabei bedeuten:

g_{ff} Gaunt-Faktoren für die frei-frei- bzw. frei-gebunden-
 g_{fg} Übergänge, Dieser Werte wurden den Tabellen von Berger 8 entnommen. Weitere Angaben finden sich bei Karzas und Latter 9 .

n = Hauptquantenzahl des Endterms der Rekombination

l = Hauptquantenzahl, von der ab die Termfolge hinreichend dicht wird (bei Wasserstoff etwa $l = 6$)

n' = Hauptquantenzahl des tiefsten Terms, dessen Grenzkontinuum bei der Beobachtungsfrequenz ν noch einen Intensitätsbeitrag liefert, d.h. für den $\chi_{n'} < h\nu$

ν = Beobachtungsfrequenz

χ_0 = Ionisierungsenergie des Wasserstoffatoms im Grundzustand

$\Delta\chi$ = Erniedrigung der Ionisierungsenergie

Die Strahlungsenergie E_c bestimmt sich durch:

$$E_c = \iiint_{\Omega \nu \nu} \epsilon_{\nu} d\nu dV d\Omega$$

bzw. nach Ersatz von ν durch c/λ :

$$(II.10) \quad E_c = \iiint_{\Omega \nu \lambda} \epsilon_{\lambda} \cdot \frac{c}{\lambda^2} \cdot d\lambda \cdot dV \cdot d\Omega$$

wobei V das von der Abbildungsoptik erfasste Plasmavolumen unter dem Raumwinkel Ω ist.

Für hinreichend kleine Wellenlängenbereiche kann der Integrand als konstant angenommen werden:

$$(II.11) \quad E_c = \epsilon_{\lambda} \cdot \frac{c}{\lambda^2} \cdot \Delta\lambda \iint_{\Omega \nu} d\lambda d\Omega dV; \quad \bar{\lambda} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}; \quad \Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1;$$

Die Funktion

$$\epsilon_{\lambda} \cdot \frac{c}{\lambda^2} (N_e, T) \quad [W \cdot cm^{-3} \text{ \AA}^{-1} \text{ sterad}^{-1}]$$

lag tabelliert vor. Sie ist für kT als Parameter in Diagramm 2

aufgetragen.

3. Temperaturbestimmung aus dem Quotienten $i_{D_\beta} : \epsilon_\lambda \cdot \frac{c}{\lambda^2}$

Der Quotient $i_{D_\beta} : \epsilon_\lambda \cdot \frac{c}{\lambda^2}$ ist eine reine Temperaturfunktion und eignet sich daher gut zur Bestimmung der Temperatur.

$$(II. 12) \quad \frac{i_{D_\beta}}{\epsilon_\lambda \cdot \frac{c}{\lambda^2}} = \text{const.} \cdot \frac{(kT)^{-1} \cdot \exp\left(\frac{\lambda_{lm}}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{h \cdot c}{\lambda \cdot kT}\right)}{g_{ff} \cdot \exp\left(\frac{\chi_0}{e^2 \cdot kT}\right) + \frac{2\chi_0}{kT} \sum_{h=h'}^{n=l-1} \frac{g_{fg}}{n^3} \cdot \exp\left(\frac{\chi_0}{n^2 \cdot kT}\right)}$$

Diese Funktion lag ebenfalls tabelliert vor [6]. Sie ist in Diagramm 3 aufgetragen.

4. Stark-Verbreiterung der Linie D_β

Der für die Verbreiterung von Balmer-Linien in einem Plasma hoher Elektronen- und Ionendichten vorherrschende Mechanismus ist der der Stark-Verbreiterung. Die nächst dieser in Frage kommende Doppler-Verbreiterung lässt sich, wie eine Abschätzung bei Cooper [4] zeigt, bei den in dieser Arbeit vorkommenden Elektronendichten und Temperaturen gegenüber der Stark-Verbreiterung vernachlässigen.

Nach komplizierten Berechnungen von Griem u.a. [10] gilt für die gesamte Halbwertsbreite der Linie D_β mit auf etwa 15% abgeschätzter theoretischer Genauigkeit:

$$(II. 13) \quad \Delta\lambda_{\text{STARK}} \approx 2 \cdot 10^{-10} N_e^{2/3} \quad [\text{\AA}]$$

für N_e in cm^{-3} .

Diese Funktion ist zwar nicht vollkommen temperaturunabhängig, die Abweichungen in einem Temperaturbereich von 1 bis 4 eV sind jedoch sehr klein gegenüber der ohnehin zu berücksichtigenden theoretischen Fehlergrenze.

Die Funktion

$$\Delta\lambda_{ST} = \Delta\lambda_{ST}(N_e)$$

ist nach [6] in Diagramm 4 aufgetragen.

Der hauptsächliche Vorteil dieser Methode zur Bestimmung von N_e

liegt darin, dass die Theorie des Stark-Effekts kein thermisches Gleichgewicht fordert. Es lässt sich also durch Vergleich der hieraus gewonnenen Elektronendichten mit den nach Abschnitt 2 bestimmten prüfen, inwieweit die dort gemachte Voraussetzung lokalen thermischen Gleichgewichts tatsächlich zutrifft.

5. Strahlungseichung

Diese wurde aufgebaut und beschrieben von A. Eberhagen [6], hier werden nur die für die vorliegende Arbeit wesentlichen Gesichtspunkte aufgeführt.

Der zur Strahlungseichung verwendete Kohlekrater emittiert Strahlung, die sich bei Stromstärken kurz unterhalb der Zischgrenze von der eines schwarzen Körpers gleicher Temperatur ($T = 3995^\circ \text{K}$) nur um einen schwach wellenlängenabhängigen Faktor ϵ_2^* , den sogenannten Graufaktor, unterscheidet (s. hierzu J. Euler [11]).

Die Strahlungsleistung des Kraters, abgestrahlt von der Kraterfläche F^* in den Raumwinkel Ω^* lautet für den Wellenlängenbereich $\lambda_1 \rightarrow \lambda_2$:

$$(II. 14) E_{\lambda_{12}} = \int \int \int_{F^* \Omega^* \lambda_1}^{\lambda_2} \epsilon_2^* \cdot \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) \cdot df \cdot d\Omega \cdot d\lambda ;$$

da für Wellenlängen bis zur roten Grenze des sichtbaren Spektralbereiches mit hinreichender Genauigkeit die Plancksche Strahlungsformel durch die Wiensche angenähert werden kann.

Durch Ausblenden inhomogener Randbereiche des Kraters entfällt die Integration über die einzelnen Flächenelemente:

$$\int_{F^*} \dots df = F^* \quad \begin{array}{l} = \text{zur Strahlungseichung ausgenutzte} \\ \text{Kraterfläche} \end{array}$$

Weiterhin kann mit ausreichender Genauigkeit angenähert werden:

$$\int_{\Omega^*} \dots d\Omega = \Omega^* \quad \begin{array}{l} = \text{von der Abbildungsoptik erfasster} \\ \text{Öffnungswinkel der Kraterstrahlung} \end{array}$$

Ausserdem kann für hinreichend kleine Wellenlängenbereiche der Integrand als konstant angenommen werden:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J(\lambda) d\lambda = J(\bar{\lambda}) \cdot \Delta\lambda ; \quad \bar{\lambda} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} ; \quad \Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 ;$$

Unter Berücksichtigung dieser Vereinfachungen ergibt sich nach Einsetzen der Konstanten:

$$(II. 15) E_{\lambda} = \epsilon_{\lambda}^* \cdot \frac{1,19 \cdot 10^{20}}{\lambda^5} \cdot \exp\left(-\frac{3,6 \cdot 10^4}{\lambda}\right) F^* \Omega^* \Delta\lambda \quad [W]$$

Einzelheiten über den Aufbau der Eichapparatur werden im Anhang gegeben.

IV. Aufbau und Arbeitsweise der Messanordnung

In diesem Kapitel soll nicht ausschliesslich der rein technische Aufbau der Messanordnung und ihre Arbeitsweise beschrieben werden. Es erschien vielmehr vorteilhaft, bereits hier prinzipiell auf die mit der Methodik der Messung verknüpften Probleme einzugehen, um die in Kapitel V folgende Diskussion der Ergebnisse flüssiger gestalten zu können. Ausserdem wird auf Messergebnisse vorgegriffen, soweit sie etwa als Test für die Leistungsgrenzen der Apparatur oder als Beispiele zum besseren Verständnis der Messungen gebraucht werden.

Zu messen waren folgende im vorigen Kapitel erwähnten Grössen:

- a) Absolutintensität der Linie D_{β}
- b) Absolutintensität eines Kontinuumsbereichs
- c) Stark-Profil der Linie D_{β}

Zur Messung stand ein Gittermonochromator zur Verfügung. Da die Reproduzierbarkeit der Entladungen nicht sehr gut ist - die Abweichungen des zeitlichen Intensitätsverlaufs bei verschiedenen Entladungen erreichen bis über 10% des Mittelwerts - war es notwendig, möglichst viele der Messgrössen gleichzeitig, d.h. bei einer Entladung, zu messen. Hierzu war eine Vorrichtung vorhanden, die die gleichzeitige Messung von drei beliebig wählbaren Spektralbereichen innerhalb eines Wellenlängenintervalls von 150 \AA ermöglichte.

1. Aufbau der Messanordnung

Den Aufbau der Messanordnung zeigt Abb. 4. Anhand von Abb. 4 erkennt man:

Die Linse L_1 bildet ein kleines Volumen V der Entladung auf den Eintrittsspalt E des Monochromators ab. Die Linse L_2 gestattet in Verbindung mit dem entfernbareren vollreflektierenden Spiegel S_e die Abbildung des zur Strahlungseichung verwendeten Kohlekra- ters auf den Eintrittsspalt E . Die Eichapparatur ist im Anhang ausführlich beschrieben.

Das in der Austrittsspaltenebene A_E des Monochromators entstehende

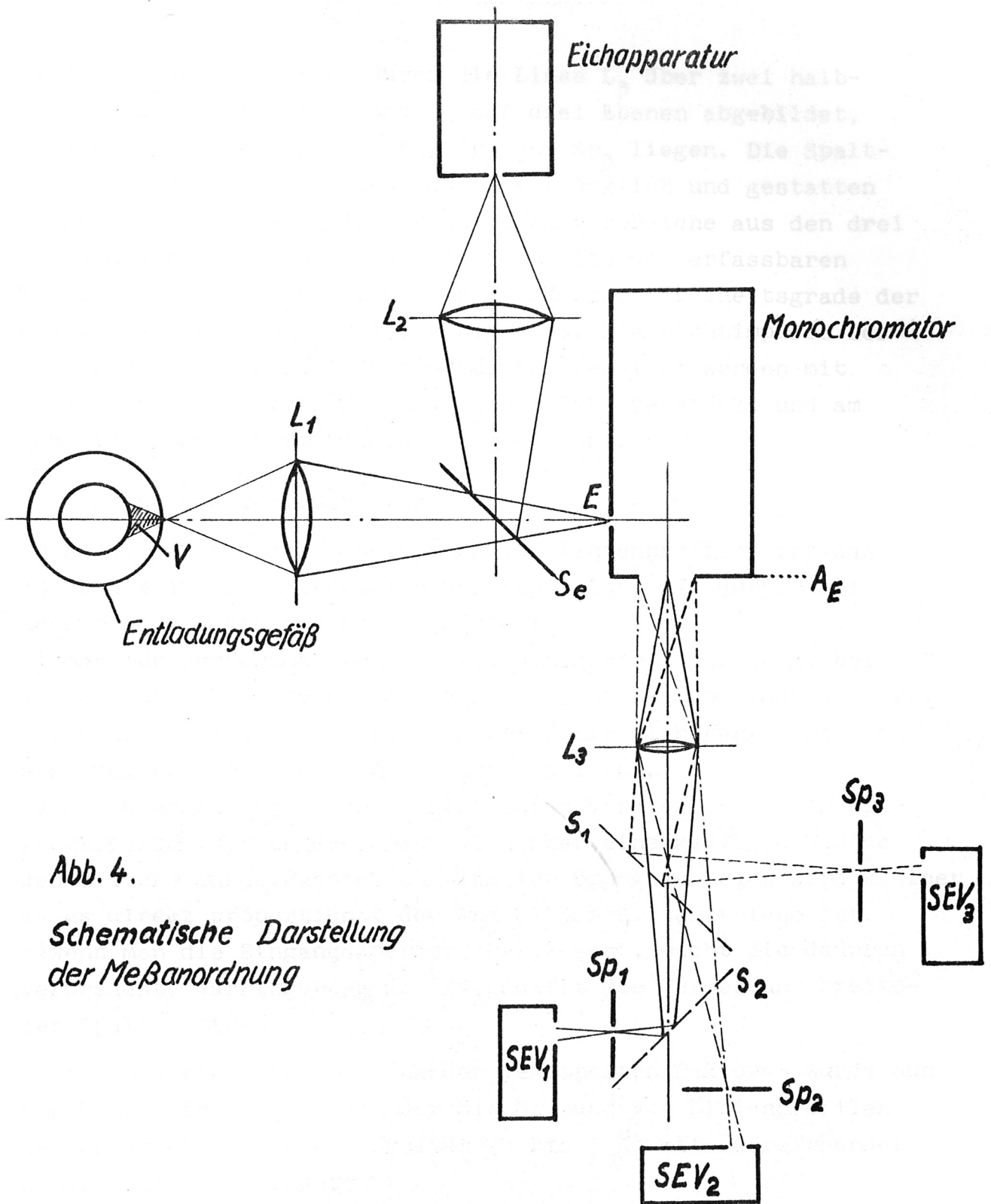


Abb. 4.

Schematische Darstellung
der Meßanordnung

Abb. 4

Aufbau der Messanordnung

Bild des Spektrums wird durch die Linse L_3 über zwei halbdurchlässige Spiegel S_1 und S_2 auf drei Ebenen abgebildet, in denen die drei Spalte Sp_1 , Sp_2 und Sp_3 liegen. Die Spaltbacken sind jeder für sich getrennt beweglich und gestatten somit die Ausblendung dreier beliebiger Bereiche aus den drei Bildern des Spektrums. Die gesamte Breite des erfassbaren Spektralbereichs wird durch die verfügbaren Freiheitsgrade der Lichtwegaufspaltung auf 150 \AA begrenzt. Die Lichtimpulse der an den Spalten ausgeblendeten Spektralbereiche werden mit drei Photomultipliern SEV_1 , SEV_2 und SEV_3 verstärkt und am Oszillographen photographisch registriert.

2. Messung von Linienprofilen

Entscheidend bei der Bestimmung von Linienprofilen ist das spektrale Auflösungsvermögen der Apparatur, das durch drei wesentliche Tatsachen begrenzt wird:

- a) Der zur Verfügung stehende Gittermonochromator zeigt bei voller Ausnutzung seiner Apertur (1:7) starke Abbildungsfehler, deren Einfluss auf das Profil einer Linie sich nur schwer abschätzen und deshalb kaum korrigieren lässt.
- b) Man kann die Abbildungsfehler durch Verkleinerung der Eingangsapertur verringern. Dann wird aber eine kleinere Fläche des Gitters ausgeleuchtet und das Auflösungsvermögen wird kleiner, da es direkt proportional der Anzahl der Gitterstriche ist.
- c) Wenn man die Eingangsapertur verkleinert, macht die dadurch verursachte Verringerung der Intensität die Verwendung breiterer Spalte notwendig.

Zwischen diesen drei miteinander gekoppelten Faktoren wurde nun ein Kompromiss getroffen, der die Messung von Linienprofilen der erwarteten Halbwertsbreiten (3 bis 5 \AA) mit ausreichender Genauigkeit ermöglicht:

- a) Die Abbildungsfehler wurden durch Verkleinerung der Apertur auf 1:24 praktisch vollkommen eliminiert.
- b) Das theoretische Auflösungsvermögen liegt dann immer noch bei:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 18000 \quad (\cong \Delta\lambda \approx 0,3 \text{ \AA} \text{ bei } \lambda = 5000 \text{ \AA})$$

c) Aus Intensitätsgründen waren Spaltbreiten von $1/16$ mm ($\cong 1 \text{ \AA}$ des Spektrums in der Austrittsspaltebene) notwendig. Bei diesen Spaltbreiten sind noch keine grösseren Korrekturen erforderlich, da die zu messenden Profile Halbwertsbreiten $\geq 2,5 \text{ \AA}$ haben. Das Auflösungsvermögen der Apparatur wurde durch Messung des Apparateprofils mehrerer nahe beieinander liegender Emissionslinien eines Eisenspektrums ($\Delta\lambda = 0,5$ bis $2,5 \text{ \AA}$) (hierbei und bei allen Justierungen wurden die Aufnahmen eines Eisenspektrums von Gatterer und Junkes [12] benutzt) auch experimentell zu

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \geq \frac{5400}{1,5} = 3600, \text{ gemessen bei } \lambda = 5400 \text{ \AA}$$

bestimmt, was die vorangehende Abschätzung bestätigte.

Bei der Bestimmung der Linienprofile wurde nun so vorgegangen: Die Stellung der drei Spalte Sp_1, Sp_2, Sp_3 , zurückprojiziert auf das erste Bild des Spektrums in der Austrittsspaltebene A_E des Monochromators (s. Abb. 4) zeigt Abb. 5:

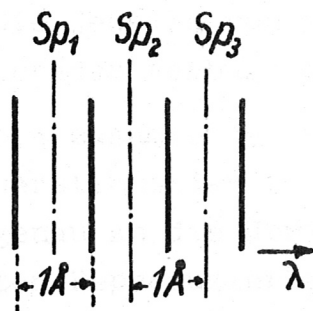


Abb. 5

Gemessen wurden bei jeder Entladung also drei im Abstand der Spaltbreite ($\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$) aufeinander folgende Abschnitte des Spektrums von der Breite $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$. Nach jeder Entladung wurde mit Hilfe des Gitterantriebs das Spektrum um $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$ verschoben. Nach der Messung des Profils wurden die drei Messkanäle mit der Kontinuumsstrahlung des intermittierend auf den Eintrittsspalt des Monochromators abge-

bildeten Kohlekraters auf gleiche Impulshöhe normiert. Ein Beispiel für ein auf diese Art gemessenes Profil gibt Abb. 6.

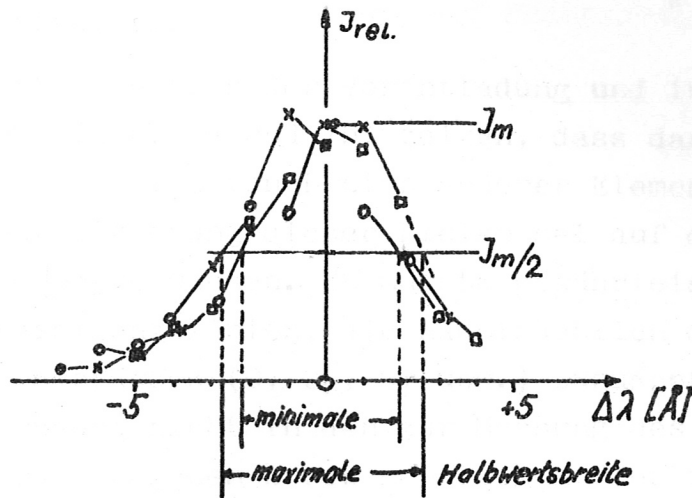


Abb. 6

Profil der Linie D_{β} $B_{z0} = 500$ G, $p_0 = 10^{-1}$ Torr $32 \mu\text{s}$ nach Zündung der Vorentladung

- Messwerte von Sp_1
- × Messwerte von Sp_2
- Messwerte von Sp_3

Die jeweils von einer Entladung herstammenden Werte sind durch Geraden verbunden.

Die zusammengehörigen Messpunkte, d.h. die von einer Entladung herstammenden Teile des Profils schliessen im allgemeinen nicht genau an die übrigen Werte an. Abweichungen aufgrund der schlechten Reproduzierbarkeit der Entladung haben Verschiebungen in der Ordinate, Unstetigkeiten des Gitterantriebs, Verschiebungen in der Abszisse zur Folge. Die so gemessenen Halbwertsbreiten enthalten also implizit diese beiden dominierenden experimentellen Fehler.

Die Elektronendichte wurde als Mittelwert der beiden aus der maximalen und minimalen Halbwertsbreite nach Diagramm 4 folgenden Dichten bestimmt.

3. Messung der Absolutintensitäten der Linie D_{β} und des Kontinuumbereichs.

Zeitintegrierte Spektren der Vorentladung und insbesondere der Hauptentladung (Abb. 7a und 7b) zeigen, dass das Spektrum des Wasserstoffs zeitweise von Linien anderer Elemente überdeckt ist. Zur Identifizierung dieser Linien sei auf die Diplomarbeit von Jeanmaire [13] verwiesen. Es musste gewährleistet sein, dass diese Verunreinigungslinien, die hauptsächlich den Elementen des Entladungsgefäßes (O, Ca, Si usw.) zuzuschreiben sind, entweder überhaupt nicht in den zur Messung des Wasserstoffspektrums herangezogenen Bereichen liegen oder zumindest erst zu späteren als den untersuchten Zeitpunkten der Entladung auftreten.

Anhand der zeitintegrierten Spektren wurde zur Kontinuumsmessung ein Bereich bei $\lambda = 4986 \pm 20 \text{ \AA}$ gewählt, der von Verunreinigungslinien verhältnismässig frei erscheint.

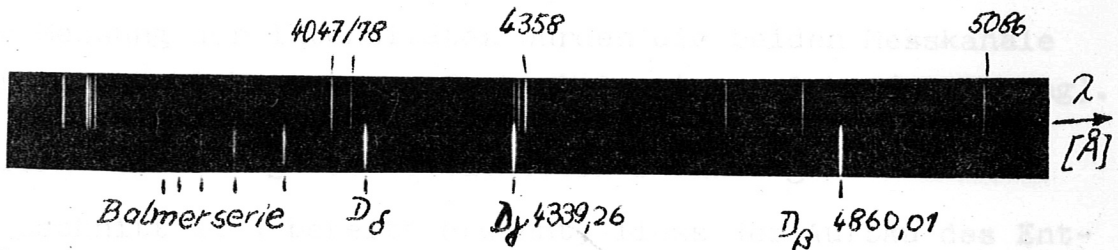


Abb. 7a

oben: Eichspektrum einer Hg-Cd-Lampe

unten: zeitintegriertes Spektrum der Vorentladung. Zur hinreichenden Schwärzung der Photoplatte waren 25 Entladungen notwendig.

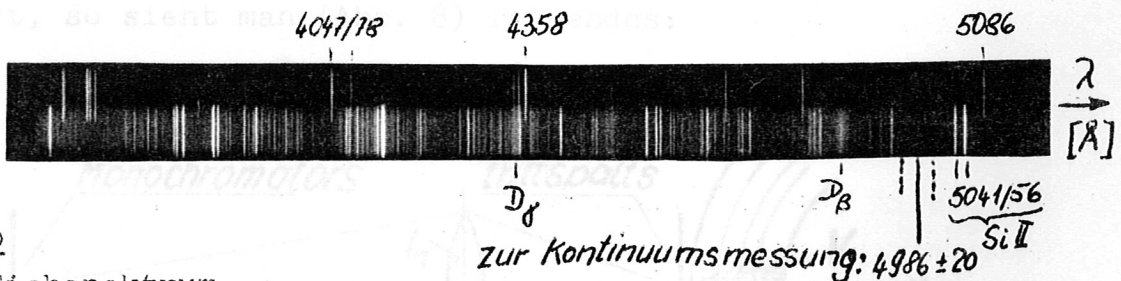


Abb. 7b

oben: Eichspektrum

unten: zeitintegriertes Spektrum der Hauptentladung; von einer Entladung.

Experimentell wurde durch Messung mit Monochromator und Multiplier nachgeprüft:

Die die Messung der Gesamtintensität von D_{β} möglicherweise störenden Linien von O II bei $\lambda = 4857, 4861, 4865 \text{ \AA}$ treten zu den interessierenden Zeitpunkten der Entladung, d.h. während der Vorentladung und vor Eintreten der Instabilitäten bei der Hauptentladung, nicht auf, da z.B. auch die O II-Linie bei $\lambda = 4705 \text{ \AA}$ während dieser Zeitpunkte nicht auftritt. Die auf dem zeitintegrierten Spektrum der Hauptentladung kaum erkennbaren Verunreinigungslinien in dem zur Messung des Kontinuums herangezogenen Bereich konnten nicht identifiziert werden. Der Nachweis ihres Nichtvorhandenseins (wieder zu den interessierenden Zeitpunkten) musste also auf etwas andere Art durchgeführt werden: Unter Annahme reiner Kontinuumsstrahlung sollte die am SEV gemessene Strahlungsenergie der Austrittsspaltbreite direkt proportional sein. Dies war auch der Fall.

Nach der Messung der Intensitäten wurden die beiden Messkanäle mit Hilfe des Kohlekraters auf Absolutwerte geeicht (s. Anhang).

4. Räumliche Zuordnung der beobachteten Strahlung

Wie in Abschnitt II 1 bereits erwähnt, liess der Aufbau des Entladungsgefässes nur die Beobachtung eines kleinen Volumens in radialer Richtung zu. Im Folgenden soll näher untersucht werden, welche Gestalt dieses Volumen hat und mit welchen Raumwinkeln die einzelnen Volumenelemente von der Abbildungsoptik erfasst werden. Denkt man sich den Strahlengang von Abb. 4 (S. 16 a) umgekehrt, so sieht man (Abb. 8) folgendes:

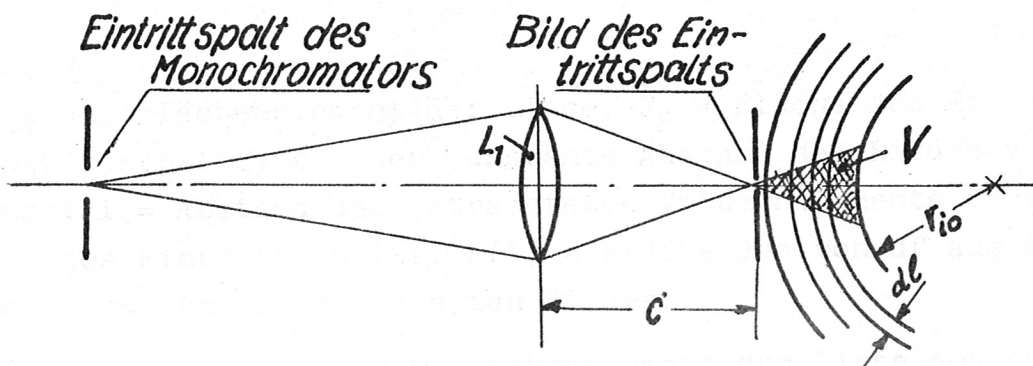


Abb. 8

Im Abstand c von der abbildenden Linse L_1 entsteht ein Bild des Eintrittsspalts des Monochromators. Das abzubildende Plasmavolumen V liegt innerhalb der äussersten Bündelbegrenzungen dieser Abbildung. Da man für den Plasmahohlzylinder Zylindersymmetrie annehmen kann, kann man ihn sich aus homogenen Schichten der Dicke dl zusammengesetzt denken.

Ferner ist die maximale Krümmung ($r_{i0} = 5 \text{ cm}$) der Schichten im Vergleich zur maximalen Breite der Bündelbegrenzung ($0,8 \text{ cm}$) so gering, dass man die Plasmaschichten für die folgenden Betrachtungen praktisch als eben ansehen kann.

Anhand von Abb. 8 erkennt man weiter: In den Eintrittsspalt des Monochromators gelangen alle Strahlen, die das Bild des Eintrittsspalts und die abbildende Linse passieren. Dies ist in Abb. 9 dargestellt.

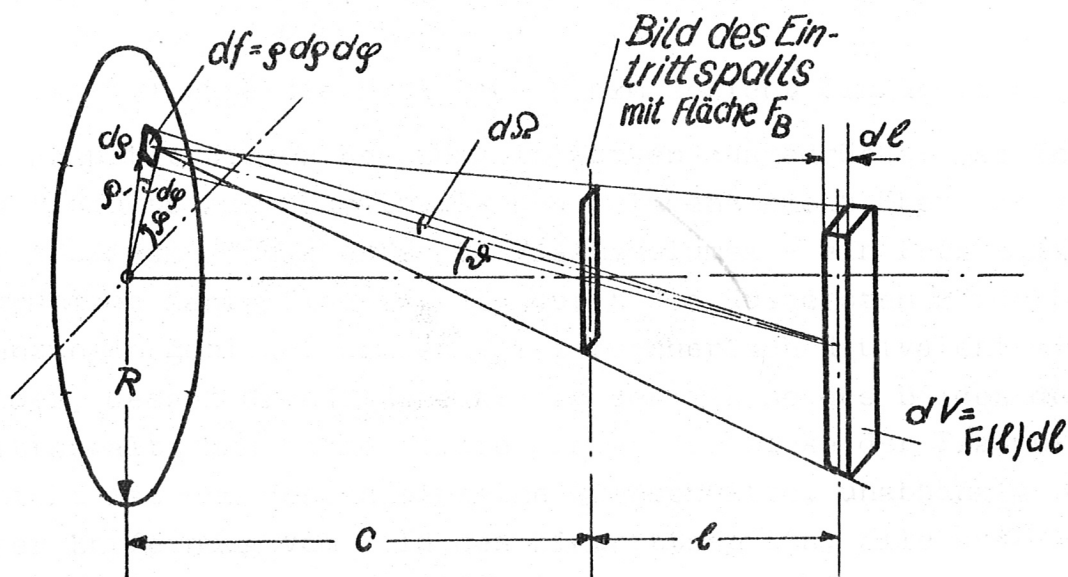


Abb. 9

df = ein Flächenelement der Linse, F_B = Fläche des Bildes des Eintrittsspalts, c = der konstante Abstand des Bildes von der Linse, l = Abstand des betrachteten Volumenelements dV vom Bild des Eintrittsspalts, $F(l)$ = Fläche des von df aus auf die Ebene $l = \text{const.}$ projizierten Bildes.

Betrachtet man von einem Flächenelement der Linse aus durch

das Bild des Eintrittsspalts als Blende das dahinterliegende Plasma, dann erkennt man:

Das Flächenelement df der Linse sieht im Abstand l hinter dem Bild des Spalts ein Volumenelement $dV = F(l)dl$ des Plasmas von der Grösse

$$dV = \frac{(c+l)^2}{c^2} F_B dl$$

da nach dem Strahlensatz gilt: $F(l) = \frac{(c+l)^2}{c^2} F_B$

unter dem Raumwinkel

$$d\Omega = \frac{df}{(c+l)^2}$$

da hinreichend genau gilt:

$$R \ll c, \text{ d.h. } \cos \vartheta \approx 1$$

Es ist also:

$$dV d\Omega = \frac{F_B}{c^2} \cdot \varrho \, d\varrho \, d\varphi \, dl$$

und

$$(III.1) \quad \int_0^{R_2} \int_0^{2\pi} \int_{l_1}^{l_2} dV d\Omega = \frac{\pi R^2 F_B}{c^2} \cdot (l_2 - l_1)$$

Für $(l_2 - l_1)$ wäre die Dicke der Plasmaschicht einzusetzen.

Das Resultat dieser Rechnung in Worten ausgedrückt: Das Integral des Produkts aus Raumwinkel- und Volumenelement über das von der Abbildungsoptik erfasste Plasmavolumen - ein Prisma mit gekrümmten Mantelflächen, die durch die äussersten Bündelbegrenzungen gebildet werden - ist rechnerisch äquivalent einem Quader, dessen Grundfläche gleich der Fläche des Bildes des Eintrittsspalts und dessen Tiefe gleich der Dicke der Plasmaschicht ist und dessen einzelne Querschnitte, unabhängig von ihrer Entfernung vom Bild des Eintrittsspalts, alle unter dem gleichen Raumwinkel wie das Bild des Eintrittsspalts gesehen werden.

Das eigentliche Problem besteht nun darin, dass im allgemeinen der Emissionskoeffizient \mathcal{E} ($\text{W/cm}^3 \text{ \AA sterad}$) für eine beliebige Wellenlänge eine Funktion von l ist.

Bei der Bestimmung der vom Volumen V abgestrahlten Intensität J (W/\AA) muss also noch über $\mathcal{E} = \mathcal{E}(l)$ mitintegriert werden, d.h.

$$(III.2) \quad J = \iiint_{V, \Omega} \epsilon(\ell) dV d\Omega$$

Dieses Integral war die der Messung zugängliche Grösse.

Führt man die Integration über die bekannten Funktionen nach (III.1) durch, so erhält man:

$$(III.3) \quad J = \frac{\pi R^2 F_B}{c^2} \int_{l_1}^{l_2} \epsilon(\ell) d\ell$$

$\epsilon = \epsilon(\ell)$ konnte aus technischen Gründen, die zum Teil bereits in Abschnitt II 1 dargelegt wurden, nicht gemessen werden. Dem ist noch hinzuzufügen: Beobachtung in tangentialer Richtung hätte die Anwendung der Abelschen Integralgleichungen und damit die Bestimmung der Radialverteilung ermöglicht. Dies war aber ebenfalls nicht durchführbar, da sich das Plasma relativ nah an der Wand des äusseren Glaszylinders befindet und infolgedessen die Messwerte durch Brechung, Reflexion und Totalreflexion an dem optisch nicht sehr guten Duranglas stark verfälscht worden wären. Ähnliches hätte sich ergeben bei tangential angebrachten Stutzen. Hier wäre die notwendige optische Qualität des senkrecht zum Strahlengang angebrachten Beobachtungsfensters leicht zu erreichen gewesen, doch hätte die Wechselwirkung des im Stutzen vorhandenen Neutralgases mit dem Plasma die Messwerte verfälscht. Dies wurde experimentell beim Vergleich von Messungen an einem in radialer Richtung angebrachten Sondenstutzen mit Messungen direkt am Entladungsgefäss beobachtet.

Möglich war deshalb nur die Bestimmung eines Mittelwertes $\bar{\epsilon}$ aus:

$$(III.4) \quad J = \frac{\pi R^2 F_B}{c^2} \bar{\epsilon} \cdot (l_2 - l_1)$$

wenn man die beobachtete Strahlung einer Plasmaschicht der Dicke $(l_2 - l_1)$ zuschreibt und den Emissionskoeffizienten innerhalb dieser Schicht als $\bar{\epsilon} = \text{const.}$ voraussetzt.

Es mussten also Annahmen über die Schichtdicken des Plasmas gemacht werden. Bei der Vorentladung war die Annahme homogener

Verteilung über den Radius naheliegend und wurde durch die Ergebnisse der Messungen weitgehend bestätigt. Näheres hierüber folgt in Abschnitt V A.

Bei der Hauptentladung war aufgrund der Tatsache, dass die abgestrahlte Intensität proportional dem Quadrat der Elektronendichte ist und noch einige andere Voraussetzungen - vollkommene Ionisierung, eindimensionale und adiabatische Kompression des Plasmas - näherungsweise erfüllt angenommen werden konnten, die Bestimmung der Schichtdicke aus der Intensität selbst näherungsweise möglich. Die unter diesen Annahmen gewonnenen Schichtdicken konnten mit der gemessenen Radialverteilung des mitkomprimierten Stabilisierungsfeldes verglichen werden. Die Ergebnisse dieses Vergleichs werden in Kapitel V B folgen.

V. Die Messergebnisse

Zum besseren Verständnis der Messergebnisse seien einige Betrachtungen über die bei der Aufheizung des Plasmas in Frage kommenden Mechanismen vorangestellt.

Während der Vorentladung wird dem Plasma relativ langsam Energie zugeführt. Die zeitlichen Änderungen der azimuthalen Magnetfelder sind so gering, dass keine bzw. nur geringe Kompression des Plasmas erfolgt. Aus diesem Grund erweist sich die beobachtete Plasmaschicht als nahezu homogen, und die beobachteten Strahlungsintensitäten lassen sich gut interpretieren. Das Plasma gewinnt seine Energie allein in Form von Joulescher Wärme, d.h. die vom Plasma aufgenommene Leistung ist proportional dem momentanen Widerstand des Plasmas und dem Quadrat der Stromamplitude. Entsprechend zeigen auch der zeitliche Verlauf der Temperatur und der Elektronendichte eine Modulation, die dem Quadrat der Stromamplitude folgt.

Wesentlich anders liegen die Verhältnisse bei der Hauptentladung: Die Energiezufuhr erfolgt hier hauptsächlich durch zwei gegenläufige konzentrische hydromagnetische Stosswellen (die Annahme adiabatischer Kompression in Kap. II 2 stellt nur eine Näherung zum besseren qualitativen Verständnis der Kompressionsvorgänge dar) in wesentlich kürzeren Zeiten als während der Vorentladung. Wegen der dabei auftretenden extremen Abweichung der radialen Verteilungen der Dichte und Temperatur von der relativ guten Homogenität während der Vorentladung ergeben sich Interpretationsschwierigkeiten bezüglich der beobachteten Strahlungsintensitäten, die zu einer starken Einschränkung der Aussagemöglichkeiten führen.

Aus der Tatsache, dass Dichte- und Temperaturverteilung unbekannt sind, folgt:

a) für die beobachtete Intensität einer Linie: Hier gehen Elektronendichte und Temperatur annähernd gleich stark (II.8) in den Emissionskoeffizienten ein. Da beide Verteilungsfunktionen unbekannt sind, kann die beobachtete Gesamtintensität nicht mehr interpretiert werden.

b) für Stark-Profile: Hier ergibt sich eine Faltung der Profile mit den gleichen unbekanntenen Funktionen. Die Temperaturverteilung liefert die Gesamtintensitäten, die Elektronendichteverteilung die Gestalt der einzelnen Profile, aus deren Superposition sich das gesamte Profil ergibt. Auch in diesem Fall lassen sich keine quantitativen Aussagen mehr gewinnen, da eine Faltung, in die zwei unbekanntene Funktionen eingehen, nicht mehr analysiert werden kann.

c) für die Kontinuumsintensität: Deren Temperaturabhängigkeit ist glücklicherweise so schwach, dass die radiale Temperaturverteilung durch eine mittlere Temperatur ersetzt werden kann. (Bei gleicher Elektronendichte erhöht sich der Emissionskoeffizient nur um einen Faktor 1,7, wenn man die Temperatur von 50 auf 5 eV senkt). Die wesentliche Rolle spielt hier also nur die Radialverteilung der Elektronendichte. Unter Annahme einer einfachen Rechteckverteilung (Genauerer hierüber folgt in Abschnitt B) lassen sich quantitative Aussagen über Elektronendichten und vor allem auch über die Dicke der Plasmaschichten machen, die sich mit der gemessenen Radialverteilung des mitkomprimierten Stabilisierungsfeldes vergleichen lassen.

Da bei der Hauptentladung demnach die Stark-Verbreiterung als Kontrollmethode entfiel, scheint die Frage des L.T.E. zunächst offen. Die Forderung des L.T.E. beschränkt sich jedoch in diesem Fall auf eine Maxwell-Verteilung der Elektronen. Die Einstellzeit für eine Maxwell-Verteilung der Elektronen unter den gegebenen Umständen liegt jedoch weit unter den Zeiten, die die dynamischen Vorgänge im Plasma charakterisieren.

Unter Berücksichtigung dieser Überlegungen werden im Folgenden die Messergebnisse im einzelnen diskutiert.

A. Vorentladung

1. Moleküllinien zu Beginn der Vorentladung

Das Plasma durchläuft nach Zündung der Vorentladung zwangsläufig einen Bereich niedrigerer Temperatur (0 bis 1 eV). Während dieser Zeit treten Moleküllinien der dissoziierenden D_2 -Moleküle auf, die zur Zeit des ersten Strommaximums (etwa $3,8 \mu s$ nach Zündung) weitgehend abgeklungen sind.

Ihr Nachweis war etwas schwierig, weil die Lichtstärke der Optik und die Intensitäten der einzelnen Linien zu gering zur Messung des zeitlichen Verlaufs einzelner Linien waren. Ausserdem zeigt das Emissionsspektrum des Wasserstoffmoleküls keine charakteristischen Kanten, die einzelnen Linien sind vielmehr dicht über das gesamte sichtbare Spektrum verteilt und stellen also bei Messung grösserer Wellenlängenbereiche ein Quasikontinuum dar. Aus diesen Gründen war die messtechnische Trennung von Molekülspektrum und der Kontinuumsstrahlung des Wasserstoffatoms nicht möglich. Die Bestimmung von Elektronendichten aus der Kontinuumsstrahlung liefert also in dieser Phase quantitativ falsche Ergebnisse.

Der Nachweis der Moleküllinien wurde folgendermassen durchgeführt: Nach Angaben von Pearse, Gaydon [14] treten die Emissionslinien des Wasserstoffmoleküls bei $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ besonders stark auf. Sollte also die zu Beginn der Vorentladung gemessene Intensität Moleküllinien zuzuschreiben sein, so musste das Verhältnis dieser Intensität zu der späterer Zeitpunkte (wo die emittierte Strahlung nachweislich reiner Rekombinations- und Bremsstrahlung zuzuschreiben war) bei $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ grösser sein als etwa bei $\lambda = 5000 \text{ \AA}$. Dies war tatsächlich der Fall, wie Abb. 10 zeigt (s.S. 28 a).

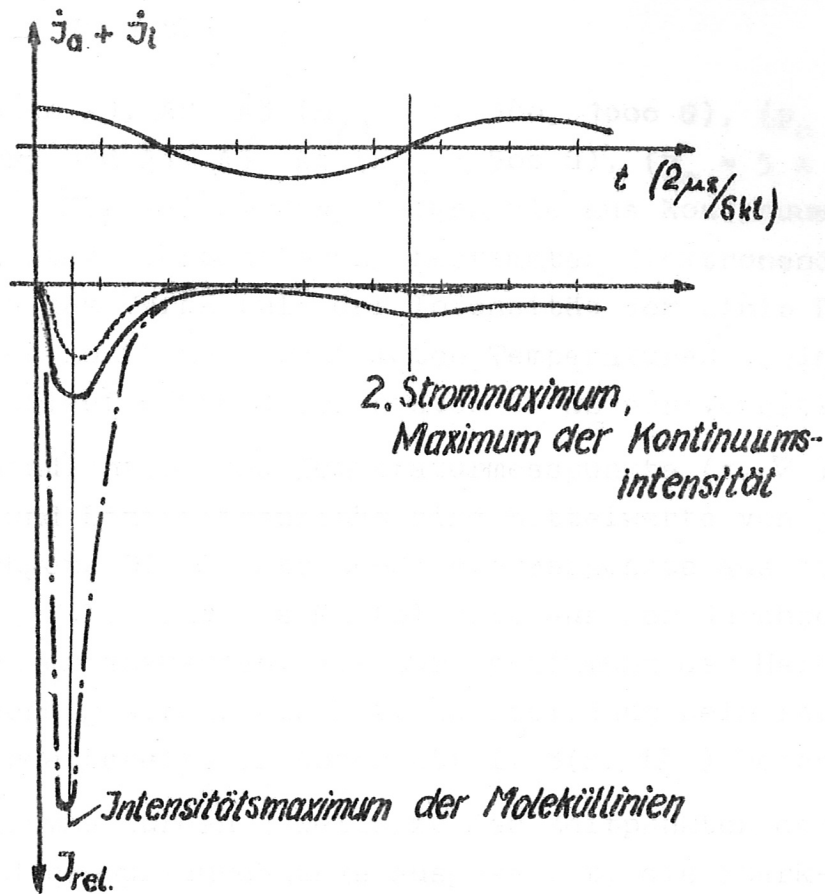


Abb. 10

oben: zeitlicher Verlauf von $J_a + J_i$

unten: 1. ——— zeitlicher Verlauf der Intensität im Spektralbereich $= 5000 \pm 40 \text{ \AA}$

2. zeitlicher Verlauf der Intensität im Spektralbereich $= 6000 \pm 40 \text{ \AA}$

3. -.-.-.- zeitlicher Verlauf von 2. auf gleiche Intensität wie 1. in der zweiten Halbwelle umgerechnet

Parameter:

$$p_0 = 5 \times 10^{-2} \text{ Torr, } B_{z0} = 500 \text{ G}$$

2. Zeitlicher Verlauf der Elektronendichten und Temperaturen während der Vorentladung

Die Abbildungen A1, A2, A3 ($B_{z0} = 0, 100, 1000 \text{ G}$), ($p_0 = 7 \times 10^{-2} \text{ Torr}$) und A4, A5, A6 ($B_{z0} = 500 \text{ G}$), ($p_0 = 5 \times 10^{-2}, 7 \times 10^{-2}, 10^{-1} \text{ Torr}$) im Anhang zeigen die aus Kontinuumsintensität und Stark-Verbreiterung bestimmten Elektronendichten sowie die aus dem Verhältnis der Intensität der Linie D_{β} zur Intensität des Kontinuums bestimmten Temperaturen in ihrem zeitlichen Verlauf während der ersten $40 \mu\text{s}$ der Vorentladung.

Die Elektronendichten- und Temperaturmesspunkte (x, ∇) aus Kontinuums- und Linienintensität sind Mittelwerte von jeweils zwei Entladungen. Die Elektronendichtemesspunkte aus der Stark-Verbreiterung (\circ) sind als Mittelwerte aus den durchschnittlich zehn Entladungen anzusehen, die zur Bestimmung der Halbwertsbreiten notwendig waren. Die Mittelwertbildung beim letzteren Verfahren wurde bereits in Abschnitt IV 3 (S. 19) beschrieben.

Die Oszillogramme wurden jeweils zu den Zeitpunkten der Stromextrema und Stromnulldurchgänge ausgewertet, die Stark-Profile der Reihe A4, A5, A6 zu Zeitpunkten $t = 5, 10, 15 \dots \mu\text{s}$.

An der rechten Seite der Abbildungen ist der bei der Vorentladung interessierende Ionisierungsgrad η in % der Anfangsdichte N_0 der Neutralatome aufgetragen.

Die Fehlergrenzen wurden auf den Abbildungen nicht eingezeichnet. Für die Elektronendichtebestimmung aus der Stark-Verbreiterung wurde der gesamte theoretische und experimentelle Fehler auf etwa 30%, für die aus der Kontinuumsstrahlung bestimmte Elektronendichte auf etwa 20% abgeschätzt. Der Fehler bei der Temperaturbestimmung liegt bei etwa 25%.

Innerhalb dieser Fehlergrenzen stimmen die nach beiden Verfahren gemessenen Elektronendichten sehr gut überein, zum Teil sogar weit besser, als erwartet werden konnte. Insbesondere bei $p_0 = 10^{-1} \text{ Torr}$, $B_{z0} = 500 \text{ G}$ (A6) nach der ersten vollen Stromperiode. Aus dieser Übereinstimmung folgt, dass man den statistischen

Fehler als zu hoch geschätzt ansehen und dadurch gerechtfertigt die Abweichungen der Messergebnisse aus beiden Methoden zum Teil als Fehler systematischer Natur interpretieren kann.

Besonders offensichtlich ist dies bei der folgenden Erscheinung: Die grössten Unterschiede zwischen beiden Messungen zeigen sich zur Zeit des ersten Messpunkts ($t = 3,8 \mu\text{s}$, 1. Strommaximum) und zwar liegen die Elektronendichten aus der Kontinuumsstrahlung (im Folgenden kurz N_{ec} genannt) fast bei allen Parameterpaarungen (besonders deutlich bei A3) weit höher als die aus der Stark-Verbreiterung bestimmten N_{es} .

Dies ist auf zwei systematische Fehler der Messung zurückzuführen:

- a) Zu diesem Zeitpunkt verfälscht noch die in Abschnitt 1 diskutierte Emission von Moleküllinien die gemessene Kontinuumsstrahlung, was zu hohe Werte der N_{ec} zur Folge hat.
- b) Da zu diesem Zeitpunkt wahrscheinlich noch keine homogene Radialverteilung vorliegt, liefern auch die Stark-Profile, deren Faltung mit dieser unbekanntem Verteilung nicht berücksichtigt werden konnte, falsche Ergebnisse.

Eine ähnliche Interpretation der sonst noch erkennbaren kleineren Abweichungen bliebe jedoch fragwürdig, da die experimentellen Fehler, vor allem aufgrund der Reproduzierbarkeit (Profil und Kontinuumsstrahlung konnten nicht bei einer Entladung gemessen werden) einen genauen Vergleich ausschliessen.

Aus den Messergebnissen lässt sich insgesamt folgern: Nach Ablauf der ersten vollen Stromperiode stimmen die N_{es} und N_{ec} so gut überein (ausser bei A2, wo die Abweichungen jedoch nachweislich auf einem Fehler in der Impulsnormierung beruhen), dass sich daraus auf nahezu homogene Verteilung über den Radius und auf L.T.E. schliessen lässt. Am besten erscheint die Reproduzierbarkeit (wieder aufgrund dieser Übereinstimmung) in dem untersuchten Zeitintervall der Vorentladung zu Ende der zweiten vollen Stromperiode ($t = 30 \mu\text{s}$). Ferner liegt zu diesem Zeitpunkt unabhängig von den einzelnen Parametern p_0 und B_{z0} in den

untersuchten Bereichen der Ionisierungsgrad η etwa bei 50 bis 60%. Dies wäre der günstigste Zeitpunkt zur Zündung der Hauptentladung, da die Anfangsbedingungen gut reproduzierbar und innerhalb des untersuchten Parameterbereichs annähernd invariant sind.

B. Hauptentladung

Wie bereits eingangs dieses Kapitels erwähnt, bereitet die unbekannt Radialverteilung der Elektronendichte Schwierigkeiten bei der Interpretation der beobachteten Strahlung.

Unter Voraussetzung strenger Kopplung zwischen Plasma und Stabilisierungsfeld (unendliche Leitfähigkeit) liesse sich die Radialverteilung der Elektronen mit der des mitkomprimierten Stabilisierungsfeldes identifizieren. Diese etwas mühsame Methode verspricht jedoch keine adäquaten Ergebnisse, da Unsicherheiten bezüglich der Anfangsbedingungen zum Zündzeitpunkt der Hauptentladung bestehen. Die Hauptentladung wurde nämlich am Ende der ersten Stromhalbwelle der Vorionisierung gezündet, zu einem Zeitpunkt also, der aufgrund der spektroskopischen Messungen ziemlich ungünstig erscheint (niedriger Ionisierungsgrad von 30 bis 40%, keine homogene Verteilung der Elektronendichten, wie sich aus dem Vergleich von N_{es} und N_{ec} ergab). Dieser Zündzeitpunkt wurde ursprünglich von G. Lehner und W. Köppendörfer gewählt, weil dann eine homogene Verteilung des azimuthalen Magnetfeldes B_{φ} vorliegt, was die Deutung der dynamischen Vorgänge bei der Hauptentladung, soweit sie durch Magnetfeldmessungen beobachtet werden, wesentlich vereinfacht.

Eine annähernd homogene Verteilung des B_{φ} -Feldes besteht gewiss auch zu späteren Zeitpunkten der Vorentladung (Messungen diesbezüglich wurden bei dieser Arbeit nicht vorgenommen), die von den spektroskopischen Messungen her günstigere Anfangsbedingungen versprechen. Zur Variation des Zündzeitpunktes wäre jedoch eine Umstellung des Triggersystems von Laufzeitkabeln auf elektronische Triggergeräte notwendig gewesen, was wegen der Störan-

fälligkeit dieser Geräte unterblieb.

Es wurde also nicht der Versuch einer eindeutigen Zuordnung von Magnetfeld- und Elektronendichteverteilung unternommen, vielmehr wurde die Radialverteilung der Elektronendichte aus der gemessenen Intensität selbst näherungsweise bestimmt und anschliessend mit der gemessenen Magnetfeldverteilung verglichen.

Hierbei wurden folgende Annahmen gemacht:

In guter Näherung sind erfüllt (Abweichung auf maximal 10% geschätzt)

- a) Ionisierungsgrad $\eta = 100\%$
- b) eindimensionale Kompression. Flächen- und Dichteverhältnis k für einen Hohlzylinder berechnet sich nach

$$k = \frac{r_{a0}^2 - r_{i0}^2}{r_a^2 - r_i^2}$$

wobei r_{a0} und r_{i0} die Anfangsradien des auf einen Hohlzylinder mit den Radien r_a und r_i komprimierten Plasmas sind.

Solange die Gleichtaktschwingung keine grossen Amplituden annimmt, gilt wegen

$$r_{a0} + r_{i0} \approx r_a + r_i$$

für das Dichteverhältnis

$$k = \frac{r_{a0} - r_{i0}}{r_a - r_i}$$

Eine grössere Einschränkung bedeuten die Annahmen:

- c) Rechteckverteilung des komprimierten Plasmas
- d) Die Temperatur T ist konstant $T = 10$ eV im gesamten Plasma.

Unter Voraussetzung dieser Annahmen folgt:

Aus der gemessenen Intensität, gemittelt über die gesamte beobachtete Schicht $r_{a0} - r_{i0}$, gewinnt man (da $J \sim N_e^2$) nach Kap. III 2 einen Mittelwert $\overline{N_e^2}$ aus dem Quadrat der Elektronendichte. Gleichzeitig ist nach den Annahmen a) und b) der arithmetische Mittelwert $\overline{N_e}$ gleich der Anfangsdichte N_{e0} des vollkommen ionisierten Gases und man erhält die Beziehungen:

$$k \cdot \overline{N_e^2} = \overline{N_e^2} ; \quad k \cdot N_{e0} = \overline{N_e} ;$$

Es folgt $k = \frac{1}{N_{e0}} \cdot \sqrt{N_e^2}$

Und daraus direkt die dem Plasma bei einer Rechteckverteilung zuzuschreibende Schichtdicke

$$r_a - r_i = \frac{r_{a0} - r_{i0}}{k} = (r_{a0} - r_{i0}) \cdot \frac{N_{e0}}{\sqrt{N_e^2}}$$

Diese aus der Intensität gewonnenen Schichtdicken wurden nun mit den aus Magnetfeldmessungen gewonnenen Radialverteilungen des B_z -Feldes verglichen, wobei nach Abb. 11 der Abstand der Wendepunkte des Magnetfeldprofils als Schichtdicke angenommen wurde.

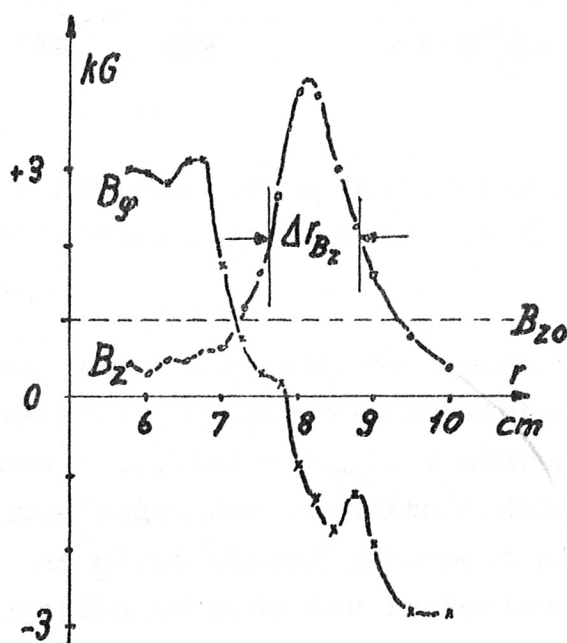


Abb. 11

Radialverteilung der Magnetfelder zum Zeitpunkt der ersten maximalen Kompression.

$$B_{z0} = 1000 \text{ G}, p_0 = 7 \times 10^{-2} \text{ Torr}$$

Dabei ergab sich, dass die spektroskopisch bestimmte Schichtdicke Δr_s in erheblichem Masse auf die Änderung des Fülldrucks reagiert (starke Zunahme mit p_0), während die aus Magnetfeldmessungen bestimmte Δr_{B_z} bei einer Druckerhöhung von 5×10^{-2} auf 10^{-1} Torr um etwa 10% abnahm, also nahezu konstant blieb.

Die Zusammenhänge sind in Abb. 12 dargestellt:

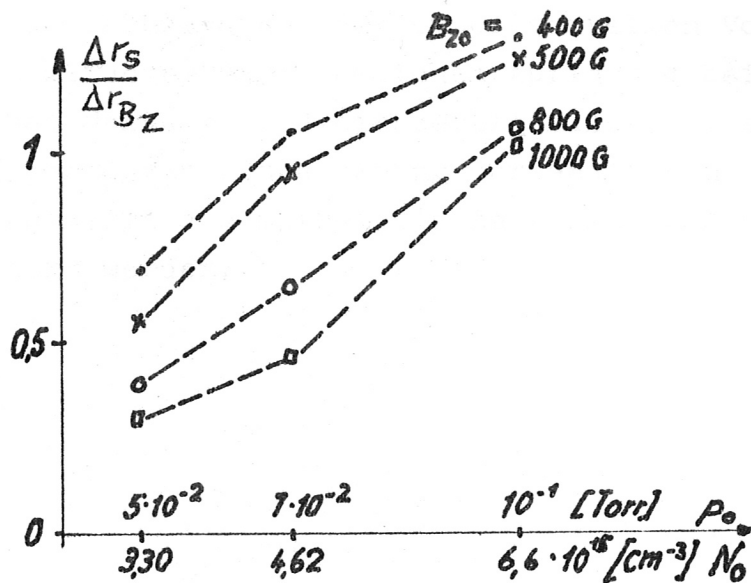


Abb. 12

Verhältnis der näherungsweise bestimmten Schichtdicken Δr_s zu den aus Magnetfeldmessungen bestimmten Δr_{B_z} in Abhängigkeit vom Fülldruck.

Die Erscheinung lässt sich aus den vorhandenen Messungen nicht zwingend erklären. Eine sehr wahrscheinliche Deutung ist die, dass Plasma und Stabilisierungsfeld während der ersten Phase der Vorentladung wegen der verhältnismässig geringen Leitfähigkeit des Plasmas nicht streng gekoppelt sind, infolgedessen das Stabilisierungsfeld während der im Verlauf der Vorentladung stattfindenden leichten Kompression aus dem Plasma diffundiert (dies ist wegen der verhältnismässig langen Zeiten durchaus möglich) und somit zu Beginn der Hauptentladung Verteilungen von Dichte und Magnetfeld vorliegen, die einander nicht ähnlich sind. Die Verteilungen bleiben während der folgenden Hauptkompression erhalten, da Leitfähigkeit und Kompressionsgeschwindigkeit so gross sind, dass ein Ausgleich durch Diffusion nicht möglich ist.

Es wäre interessant, diese Zusammenhänge weiter zu verfolgen. Ein Weg zur experimentellen Klärung wäre eine Erweiterung des

Variationsbereichs von Druck und Magnetfeld, Variation des Zündzeitpunkts zur Änderung der Anfangsbedingungen und schliesslich eine Verbesserung der experimentellen Voraussetzungen zur Ermöglichung der räumlichen Auflösung bei den spektroskopischen Messungen. Gleichzeitig müssten die theoretischen Grundlagen durch Einbeziehung der endlichen Leitfähigkeit des Plasmas in die mathematische Behandlung des Problems verbessert werden.

VI. Anhang: Strahlungseichung

1. Aufbau

Photomultiplier, deren Netzwerk zur Verstärkung schneller Lichtimpulse ausgelegt ist, können nicht mit stationärem Licht geeicht werden, da in diesem Fall die Dynodenpotentiale zusammenbrechen und die Verstärkung nicht mehr linear ist. Es war daher erforderlich, den zur Strahlungseichung verwendeten Kohlekrater mittels eines Drehspiegels zur Erzielung von Lichtimpulsen kurzer Dauer intermittierend abzubilden. Abb. 13 zeigt den schematischen Aufbau dieser Anlage:

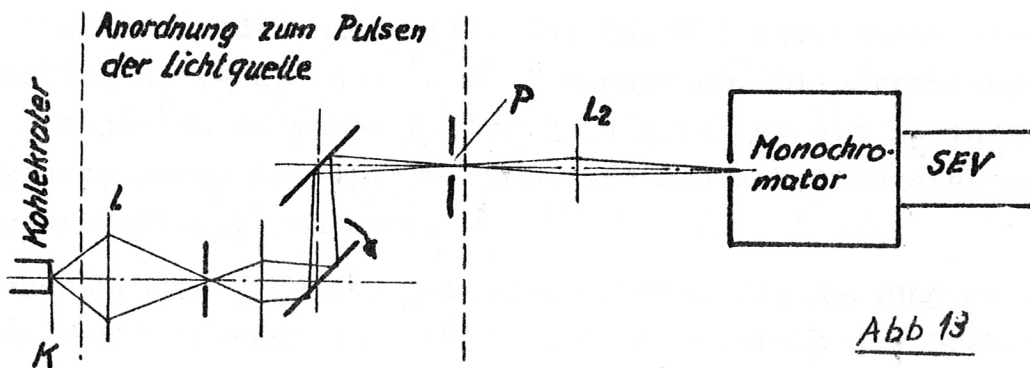


Abb 13

Die Linearität der Verstärkung war gewährleistet, wenn die Impulshöhe der Breite des Monochromatoraustrittsspalts direkt proportional war.

2. Bestimmung der Emissionskoeffizienten des Plasmas

Zur Messung der vom Plasma emittierten Strahlung war eine Optik vorgesehen, die mit der der Eichung teilweise identisch war. Und zwar ist das Plasma am optischen Ort P in Abb. 13 zu denken.

Allgemein gilt: Solange die elektronische Verstärkung linear ist, werden die Strahlungsleistung E'_K des Kohlekraterbildes am Ort P und die Strahlungsleistung E_P (am gleichen Ort P) des Plasmas linear, und zwar beide mit dem gleichen Faktor M, in Impulshöhen am Oszillographen transformiert, d.h. eine Strahlungs-

leistung E_K bzw. E_P ergibt eine Impulshöhe

$$S_K = ME'_K ; \text{ bzw. } S_P = ME_P ;$$

Sobald die Strahlungsleistung E'_K absolut bekannt ist, lässt sich daraus auch die des Plasmas absolut bestimmen:

$$E_P = \frac{S_P}{S_K} \cdot E'_K \quad [\text{Watt}]$$

Hieraus erhält man den interessierenden Emissionskoeffizienten, der nichts anderes ist als die auf Grundeinheiten bezogene Strahlungsleistung (z.B. nach(II.11) auf S. 12).

3. Bestimmung der Strahlungsverluste in der Eichapparatur

Befände sich der Kohlekrater direkt am optischen Ort P des Plasmas, so könnte man die nach (II. 15) (S. 15) berechnete Strahlungsleistung E_K ($\equiv E_{\bar{\lambda}}$ auf S. 15) einsetzen. Die Strahlungsleistung E'_K ist jedoch um einen Faktor $Q < 1$ geringer als E_K infolge der Verluste durch Absorption, Streuung und Abbildungsfehler in der Drehspiegelapparatur.

Dieser Faktor Q musste gemessen werden. Die Messung erfolgte mit zwei verschiedenen Anordnungen: Eine enthielt die Drehspiegelapparatur und somit den Faktor Q, die andere nicht.

Abb. 14a und 14 b zeigen die zwei Aufbauten.

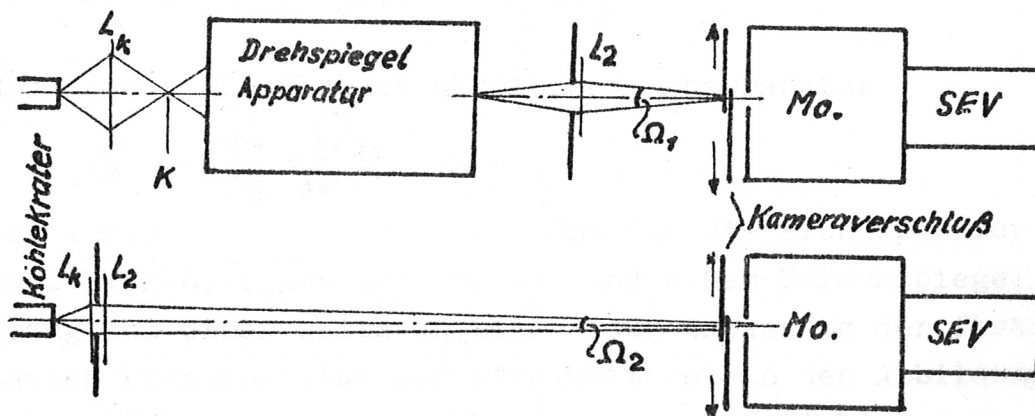


Abb. 14a und 14 b

Abb. 14a: Der Kohlekrater wird mit einer Linse L_K im Verhältnis 1:1 an seinen ursprünglichen Ort K abgebildet. Der Drehspegel bleibt in offener Stellung. Das Pulsen des Lichts geschieht durch einen Kameraverschluss vor dem Eintrittsspalt des Monochromators.

Abb. 14b: Der Kohlekrater wird durch die Linsen L_K und L_2 stark vergrößert auf den Eintrittsspalt abgebildet.

Wir berechnen für beide Fälle nach (II. 15) die am Monochromatoreintrittsspalt zu erwartenden Strahlungsleistungen:

$$a) \quad E_1 = Q \cdot \varepsilon(\lambda, T) \cdot F \cdot \Omega_1 \cdot \Delta\lambda \quad [\text{Watt}]$$

$$b) \quad E_2 = 1 \cdot \varepsilon(\lambda, T) \cdot F \cdot \Omega_2 \cdot \Delta\lambda \quad [\text{Watt}]$$

Für optische Abbildungen gilt nämlich:

$$F^* \cdot \Omega^* = F \cdot \Omega = \text{const.}$$

wobei in diesem speziellen Fall gesichert sein muss, dass die rückwärts auf den Krater abgebildete Fläche F des Spalts in den homogen strahlenden Bereich des Kraters fällt, da sonst (II. 15) nicht angewandt werden darf.

Wir erhalten am Multiplier die Impulshöhen:

$$a) \quad S_1 = Q \cdot M' \cdot \varepsilon(\lambda, T) \cdot F \cdot \Omega_1 \cdot \Delta\lambda;$$

$$b) \quad S_2 = 1 \cdot M' \cdot \varepsilon(\lambda, T) \cdot F \cdot \Omega_2 \cdot \Delta\lambda;$$

und daraus den Verlustfaktor der Eichapparatur

$$Q = \frac{S_1}{S_2} \cdot \frac{\Omega_2}{\Omega_1}$$

Der Verlustfaktor wurde bestimmt für die Eichapparatur (die zwei Linsen, einen Drehspegel und einem Umlenkspiegel enthält) zuzüglich einer weiteren Linse (zur Anpassung der fertig aufgebauten Eichapparatur war eine weitere, in den Abbildungen nicht eingezeichnete Zwischenabbildung erforderlich) und des Umlenkspiegels S_e (Abb. 4) zur Einblendung des Eichstrahlengangs. Für diese sechs optischen Elemente insgesamt wurde gemessen:

$$Q_6 = 0,25$$

was einem durchschnittlichen Wert Q_1 für ein Element von

$$Q_1 \approx 0,25 \frac{1}{6} = 0,8$$

entspricht. Für die eigentliche Eichapparatur (vier Elemente) wäre somit ein Faktor

$$Q_4 \approx 0,4$$

anzusetzen. Die endgültige Formel zur Bestimmung der Absolutintensität der vom Plasma im Wellenlängenbereich $\Delta\lambda$ emittierten Strahlung lautet also:

$$E_p = \frac{S_p}{S_k} \cdot Q \cdot E_k \quad [\text{Watt}]$$

S_p/S_k ist das Verhältnis der am Oszillographen gemessenen Impulshöhen, E_k die nach (II.15) berechnete Strahlungsleistung des Kohlekraters.

Literaturverzeichnis

1. G. Lehner, Das dynamische Verhalten des Hohlpincheffekts, Z. Naturforschung 16a (1961), 548 - 562
2. L. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases, Interscience (1956)
3. H.R. Griem, Plasma Spectroscopy, Fifth Intern. Conference on Ionization Phenomena in Gases, München 1961, Bd. II
4. W.S. Cooper, An Experimental Investigation of the State of a Highly Ionized Decaying Hydrogen Plasma, Ph.d.thesis, University of California, Berkeley 1963 (UCRL - 10849)
5. S. Finkelnburg, H. Maecker, Elektrische Bögen und thermisches Plasma, Handbuch der Physik, Bd. 22
6. A. Eberhagen, Tabellen und Diagramme der benutzten Funktionen und weitere Laborunterlagen, IPP Garching (Manuskript)
7. S. Finkelnburg, Th. Peters, Kontinuierliche Spektren, Handbuch der Physik, Bd. 28
8. J.M Berger, Astrophys. J. 124 (1956), 550
9. W.J. Karzas, R. Latter, Hydrogen Bound-Free Gaunt Factors, RM - 2091 - AEC (1958), Free-Free Gaunt Factors, RM - 2010 - AEC (1957)
10. H.R. Griem, A.C. Kolb, K.Y. Shen, Stark Profile Calculations for the H_{β} Line of Hydrogen, Astrophys. J. 135 (1962), 272
11. J. Euler, Der Graphitbogen als spektralphotometrisches Strahlendichtenormal im Gebiet von 0,25 bis 1,8 μ , Ann. Phys. 11 (1953)
12. A. Gatterer, J. Junkes, Arc Spectrum of Iron, Specola Vaticana (1956)
13. P. Jeanmaire, Spektroskopische Untersuchungen an einer stromstarken Deuteriumentladung, Diplomarbeit TH München 1959
14. R. Pearse, A. Gaydon, The identification of Molecular Spectra, London 1950

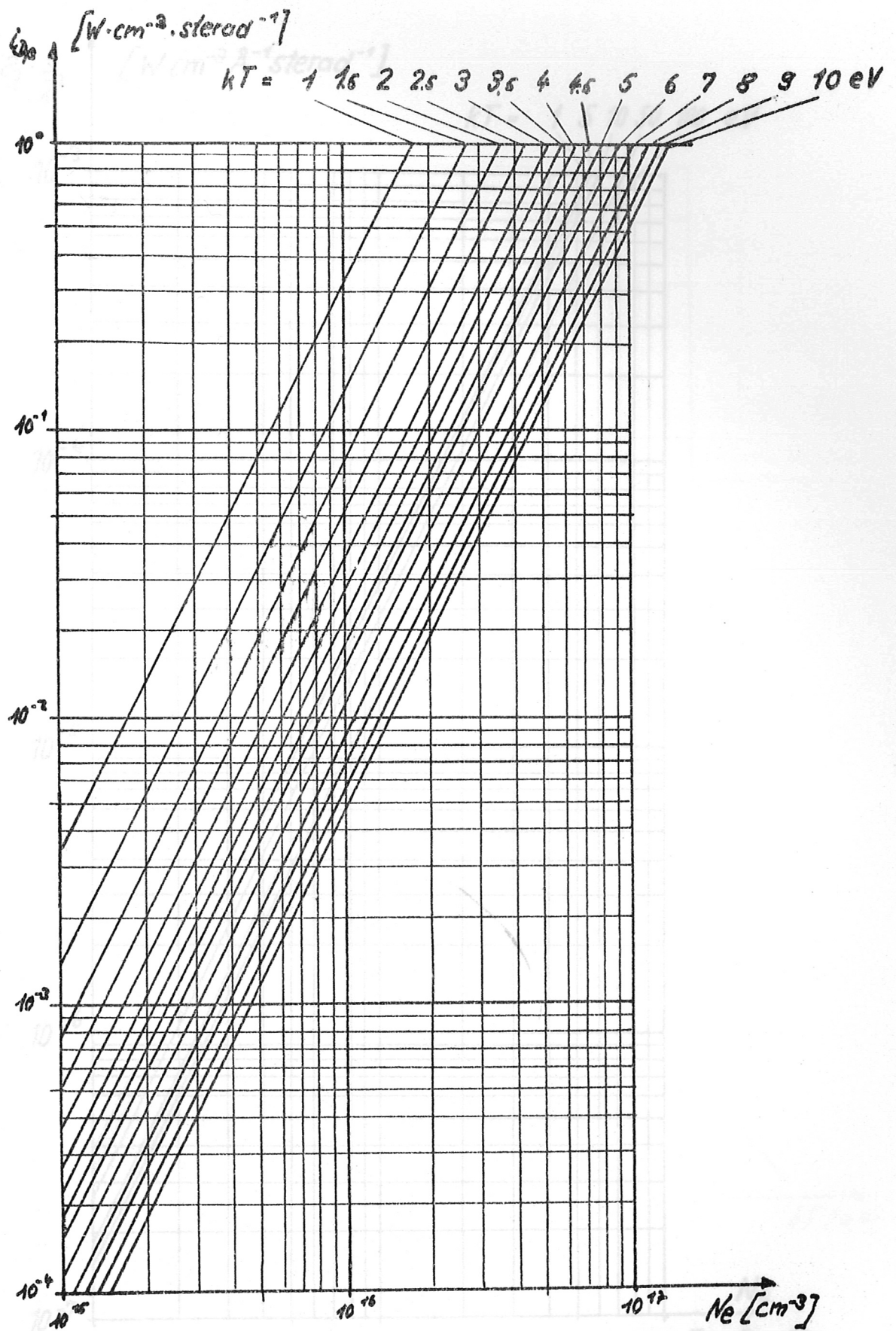


Diagramm 1: Emissionskoeffizient der Linie D_β in Abhängigkeit von der Elektronendichte für verschiedene Parameter $kT = \text{const.}$

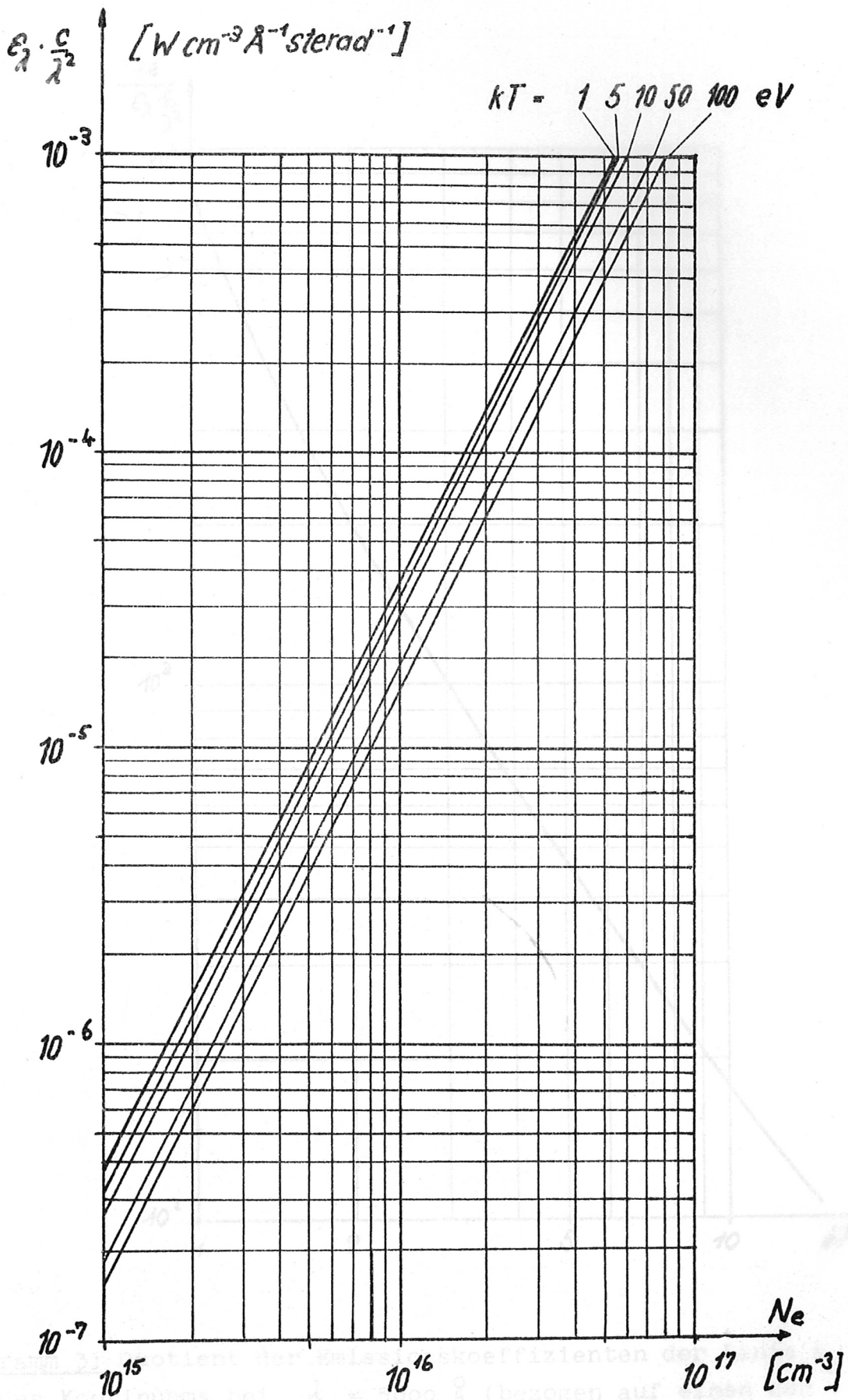


Diagramm 2: Emissionskoeffizient der Kontinuumsstrahlung bei $\lambda = 5000 \text{\AA}$ in Abhängigkeit von der Elektronendichte für verschiedene Parameter $kT = \text{const.}$

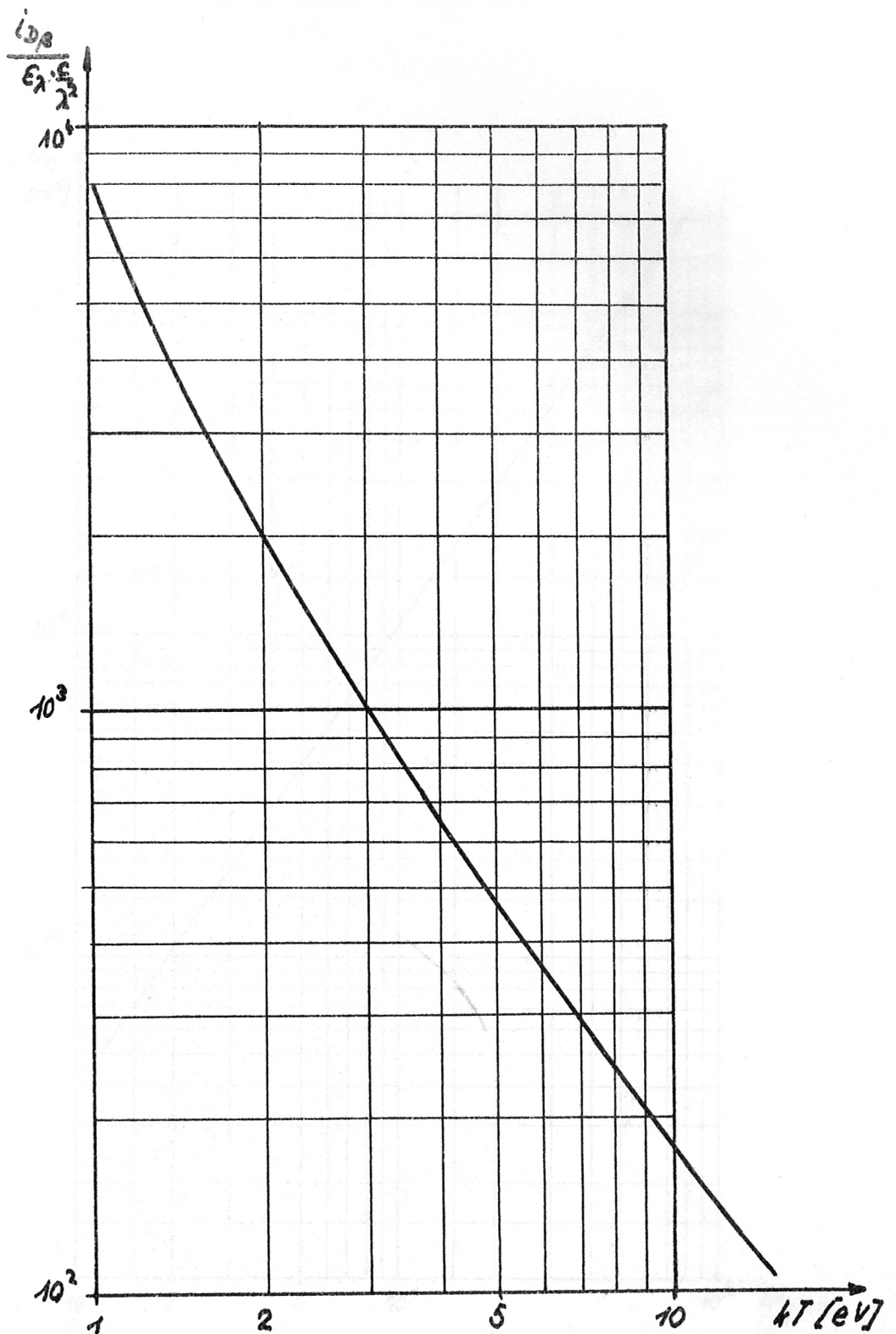


Diagramm 3: Quotient der Emissionskoeffizienten der Linie D_{β} und des Kontinuums bei $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ (bezogen auf einen Kontinuumsbereich von 1 \AA Breite) in Abhängigkeit von der Temperatur.

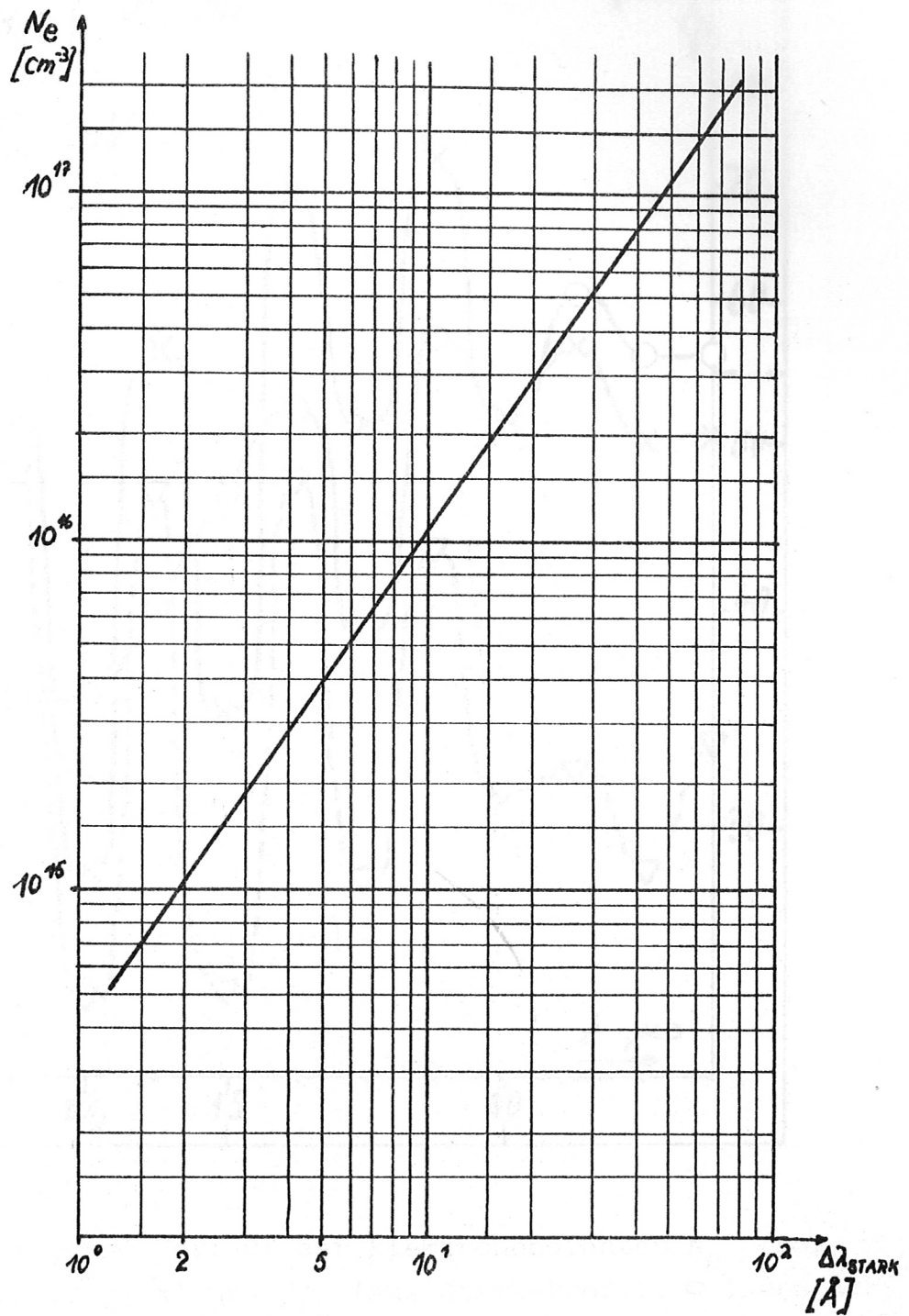


Diagramm 4: Gesamte Halbwertsbreite der Stark-verbreiterten Linie D_{β} in Abhängigkeit von der Elektronendichte.

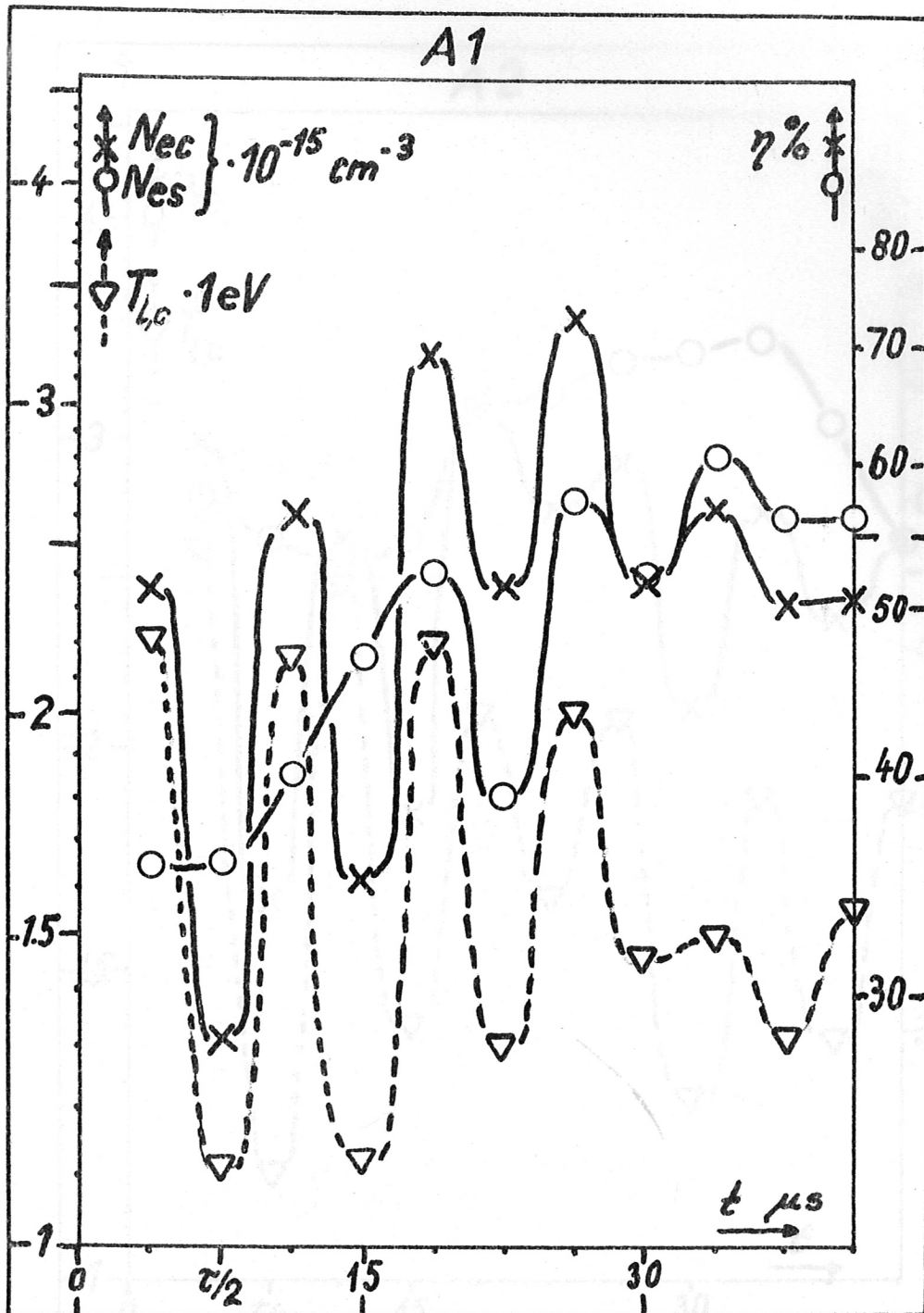


Abb. A 1: Zeitlicher Verlauf der Elektronendichten N_{ec} (aus Kontinuumsstrahlung, \times) und N_{es} (aus Stark-Profil, \circ) und der Temperatur T (aus dem Verhältnis der Emissionskoeffizienten von Linie und Kontinuum, ∇) während der Vorentladung. Zeitlicher Verlauf des Ionisierungsgrads η (\times, \circ) in % der Füll-dichte.

$p_0 = 7 \times 10^{-2} \text{ Torr}$ $N_0 = 4,62 \times 10^{15} \text{ Neutralatome pro cm}^3$
 $B_{z0} = 0$

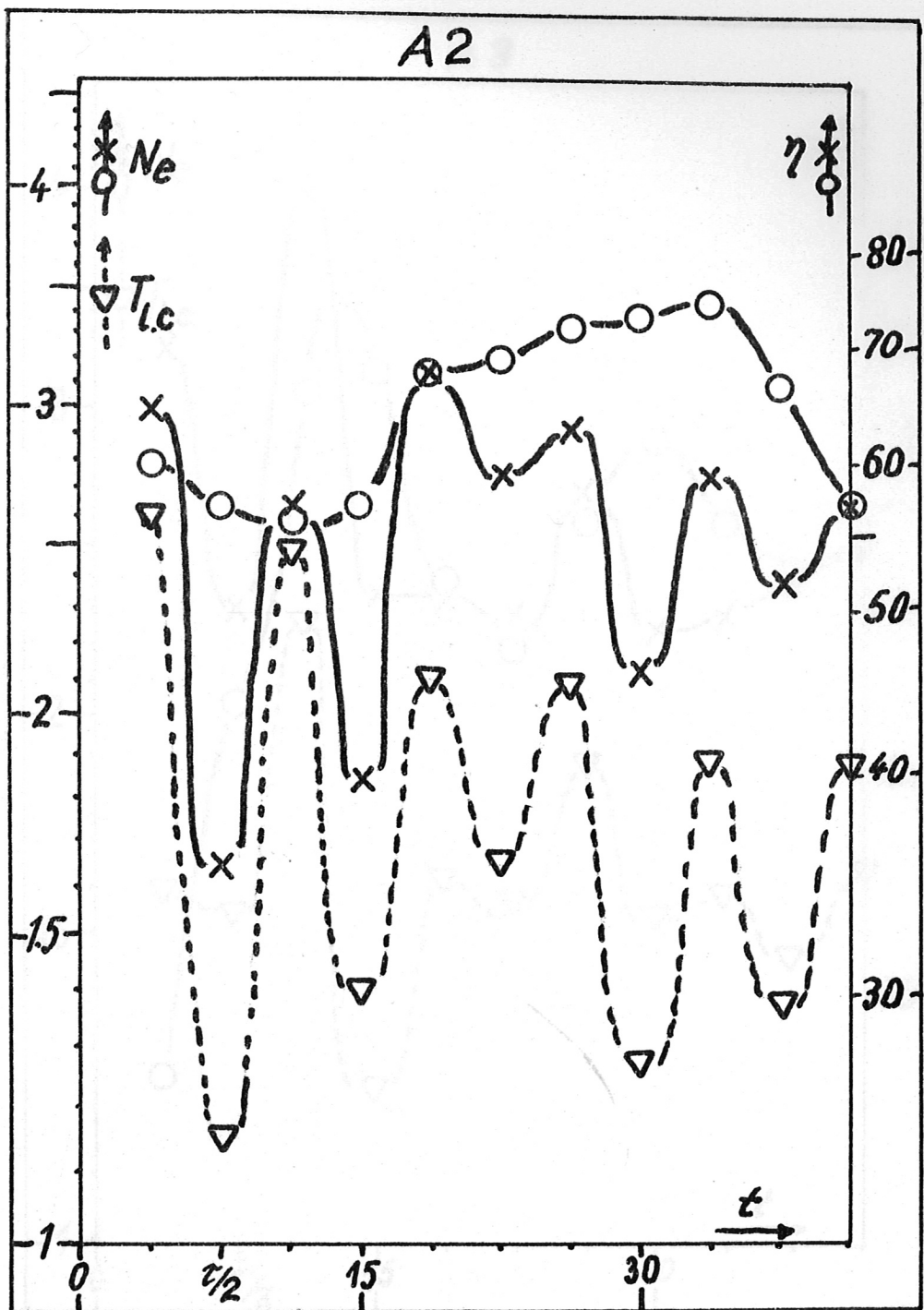


Abb. A 2: $p_o = 7 \times 10^{-2}$ Torr, $B_{zo} = 100$ G
 Zeichenerklärung und Masstabe s. Abb. A 1

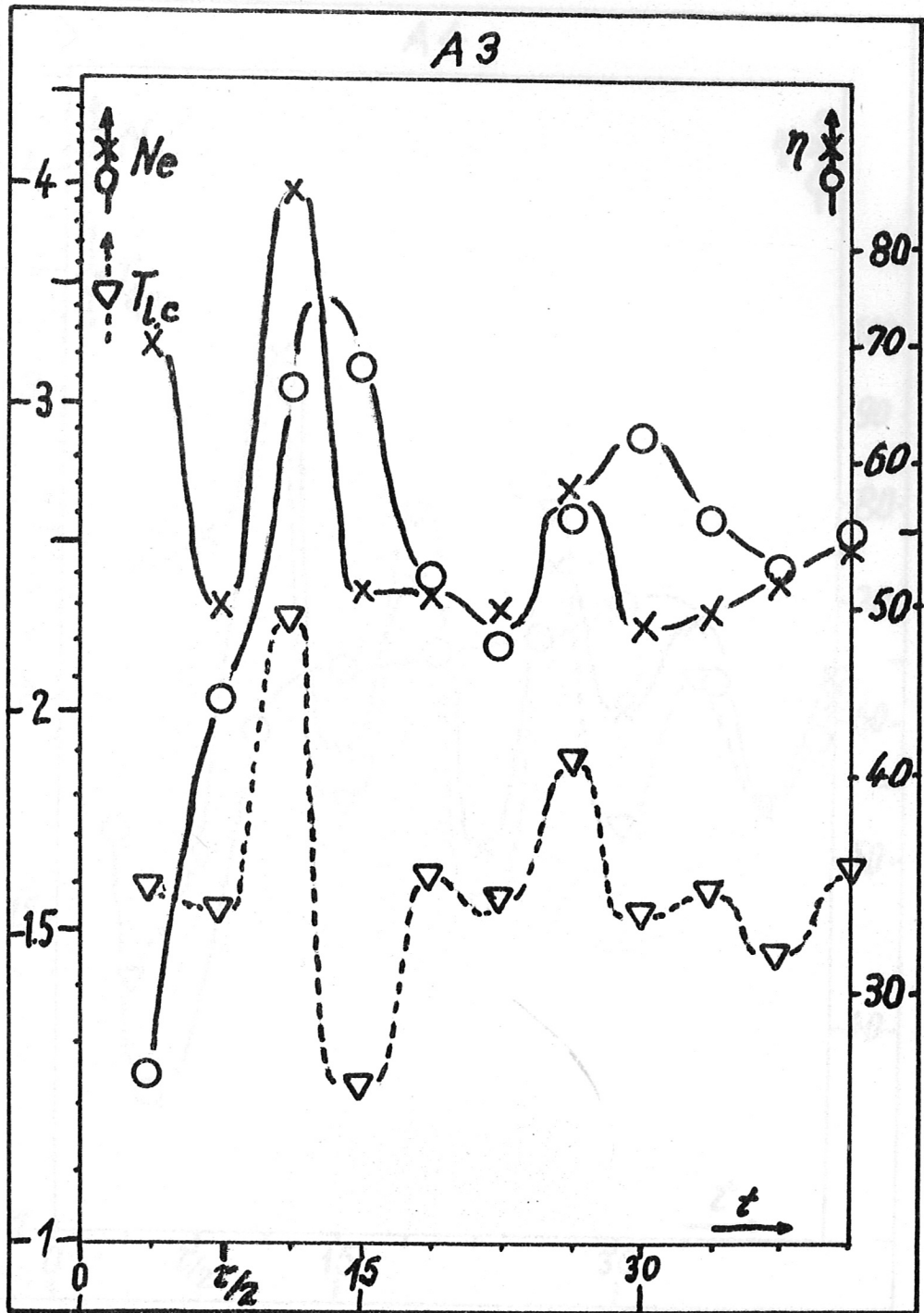


Abb. A 3: $p_0 = 7 \times 10^{-2}$ Torr, $B_{z0} = 1000$ G
 Zeichenerklärung und Masstäbe s. Abb. A 1

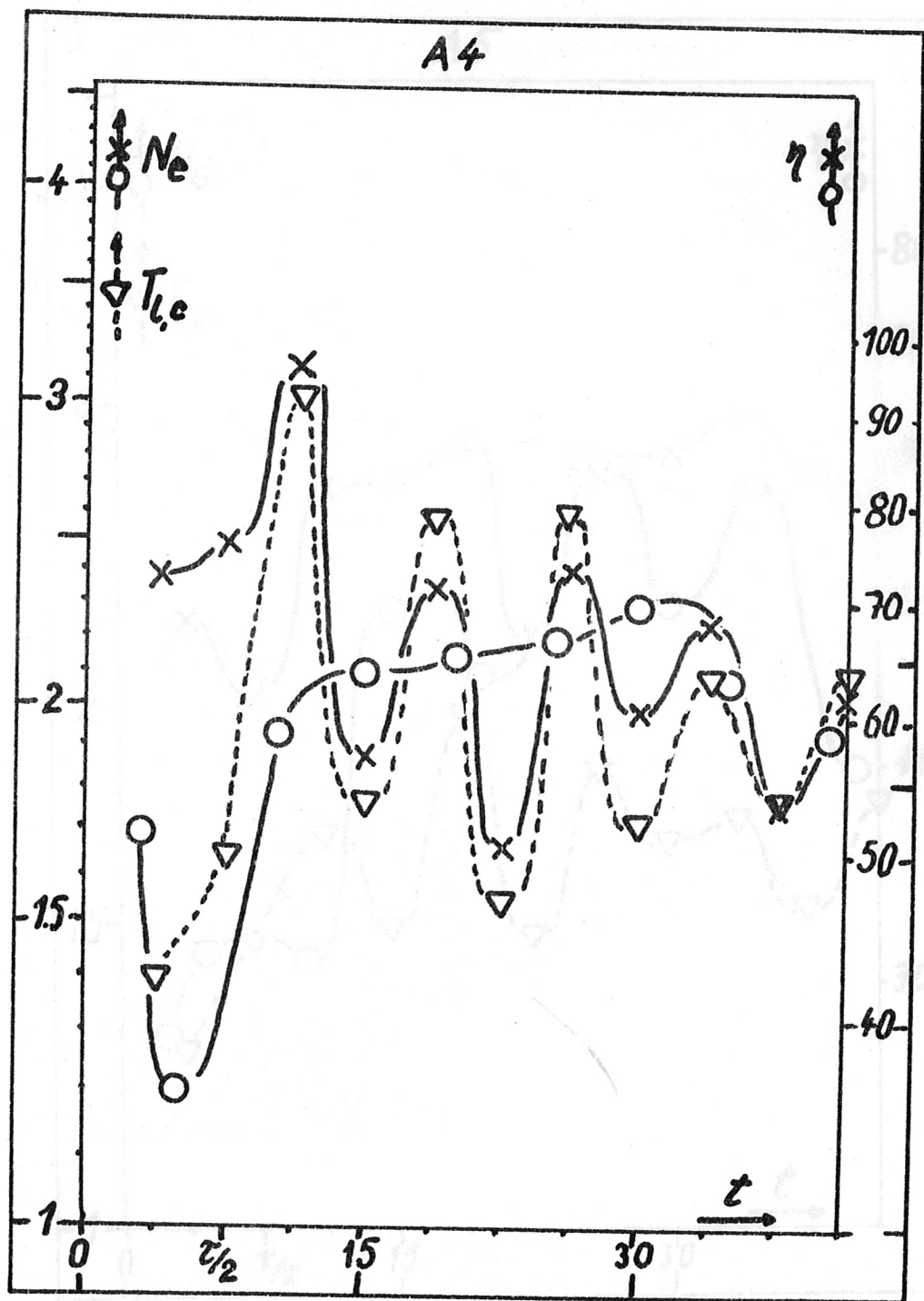


Abb. A 4: $p_0 = 5 \times 10^{-2}$ Torr $N_0 = 3,30 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
 $B_{z0} = 500 \text{ G}$
 Zeichenerklärung und Masstäbe s. Abb. A 1

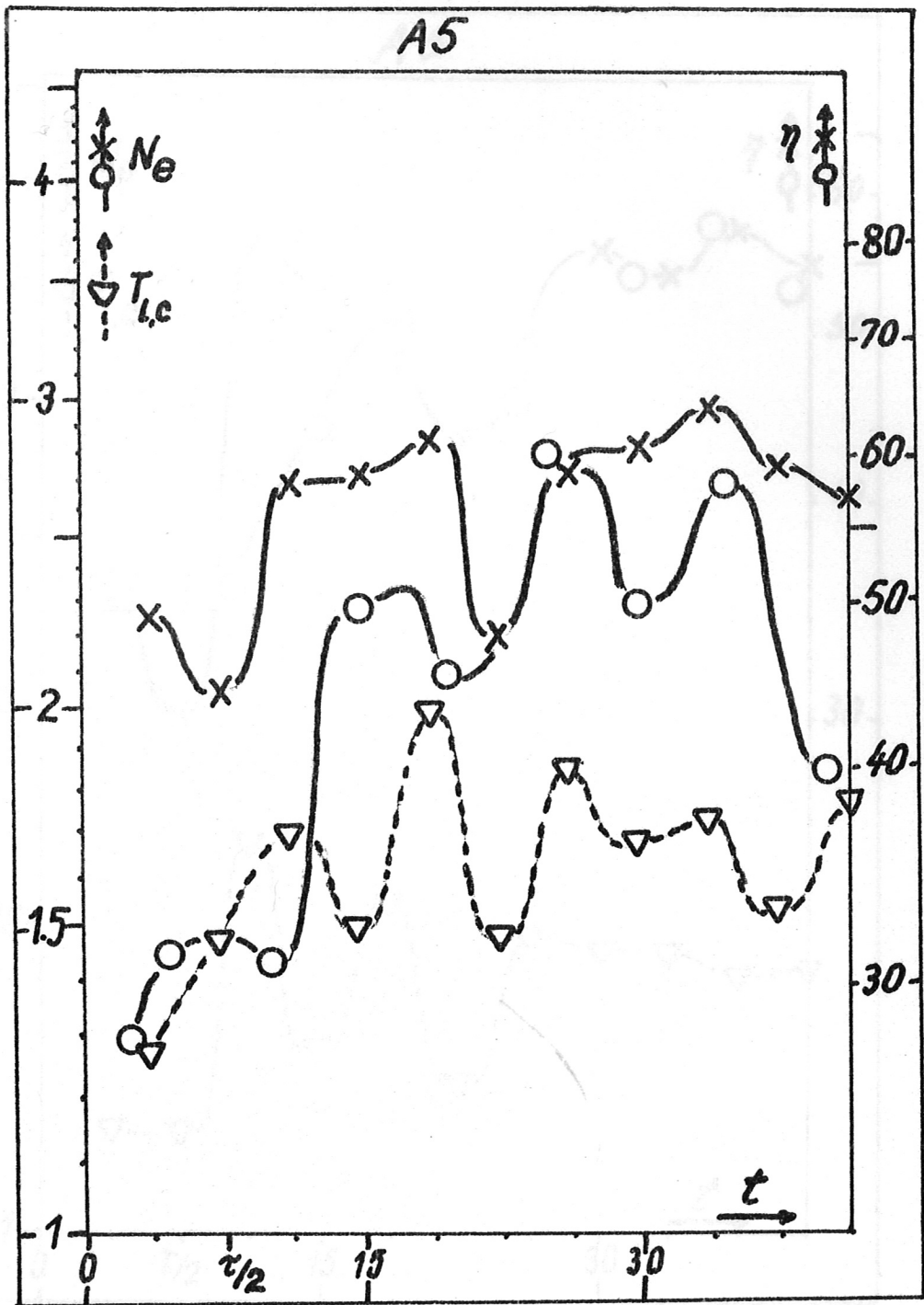


Abb. A. 5: $p_0 = 7 \times 10^{-2}$ Torr $N_0 = 4,62 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
 $E_{z0} = 500$ G
 Zeichenerklärung und Masstäbe s. Abb. A 1

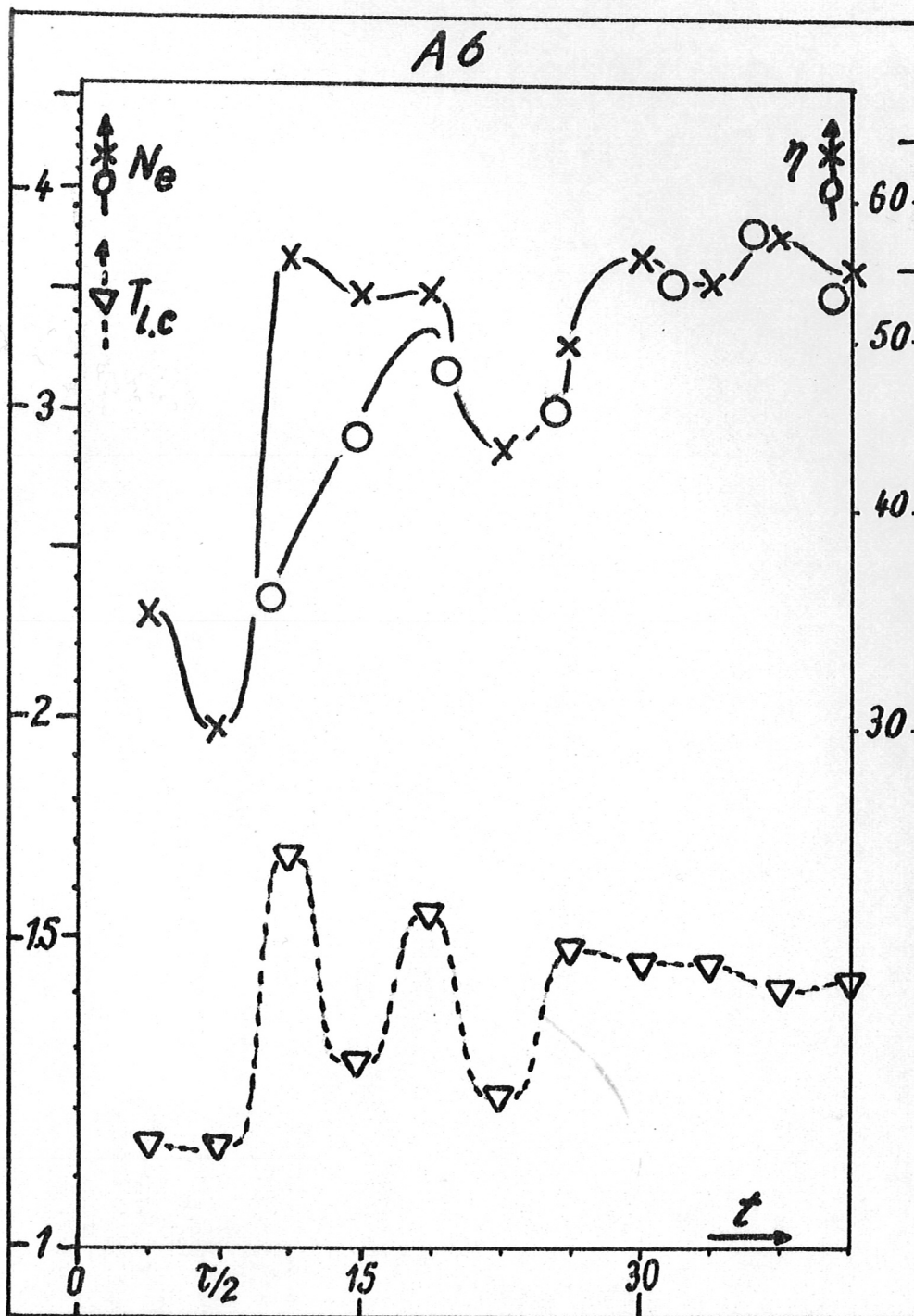


Abb. A 6: $p_0 = 10^{-1}$ Torr $N_0 = 6,6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
 $B_{z0} = 500$ G
 Zeichenerklärung und Masstäbe s. Abb. A 1