

June 1966 (in German)

Untersuchung der Cäsiumplasma-Diode mit
einer neuen Elektronenstrahlsonden-Technik

Investigation of a Cesium Plasma Diode
Using an Electron Beam Probing Technique

W. Ott

IPP 2/48

Juni 1966

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

IPP 2/48

GARCHING BEI MÜNCHEN

Investigation of a Cesium Plasma Diode Using an Electron Beam Probing Technique

June 1966 (in German)

Untersuchung der Cäsiumplasma-Diode mit einer neuen Elektronenstrahlsonden-Technik

Abstract

This work is Investigation of a Cesium Plasma Diode Using an Electron Beam Probing Technique

The plasma in the diode was investigated experimentally with a ribbon-shaped electron beam. The ribbon beam is projected through the diode at a 45 degree angle to its axis and allowed to strike a fluorescent screen. Variations in the axial electric field of the diode cause the ribbon beam to be distorted. The image of the distorted beam as seen on the fluorescent screen then constitutes a plot of the axial electric field along the axis of the diode.

The field plots so obtained are compared with a theory in which the collisions of the charge carriers are neglected. By means of this comparison it is possible to evaluate the neutralisation parameter α , the plasma density, and an average drift energy of the charge carriers.

The results show that the theory correctly describes the different modes of the potential distribution and especially the transitions between modes of operation as long as the diode is free of oscillations.

The stability of the different possible static potential distributions was also investigated. It was found experimentally and theoretically that the system is unstable if the electron emission is less than the ion emission and the collector potential is positive.

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.

IPP 2/48

W. Ott

Investigation of a Cesium Plasma
Diode Using an Electron Beam

Probing Technique

June 1966 (in German)

Abstract

This work is concerned with a study of the plasma in a cesium diode.

The plasma in the diode was investigated experimentally with a ribbon-shaped electron beam. The ribbon beam is projected through the diode at a 45 degree angle to its axis and allowed to strike a fluorescent screen. Variations in the axial electric field of the diode cause the ribbon beam to be distorted. The image of the distorted beam as seen on the fluorescent screen then constitutes a plot of the axial electric field along the axis of the diode.

The field plots so obtained are compared with a theory in which the collisions of the charge carriers are neglected. By means of this comparison it is possible to evaluate the neutralisation parameter α , the plasma density, and an average drift energy of the charge carriers.

The results show that the theory correctly describes the different modes of the potential distribution and especially the transitions between modes of operation as long as the diode is free of oscillations.

The stability of the different possible static potential distributions was also investigated. It was found experimentally and theoretically that the system is unstable if the electron emission is less than the ion emission and the collector potential is positive.

ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der theoretischen und experimentellen Untersuchung des Plasmas in einer Cäsiumdiode.

Die experimentelle Technik bestand vor allem darin, einen bandförmigen Elektronenstrahl durch die Diode zu schießen und durch dessen Ablenkungen die axialen elektrischen Felder auf einen Leuchtschirm zu projizieren.

Die so erhaltenen Feldstärkekurven werden verglichen mit einer Theorie, bei der die Stöße der Ladungsträger vernachlässigt werden. Dieser Vergleich ermöglicht es, den Neutralisationsparameter α , die Plasmadichte und eine etwaige Driftenergie der Ladungsträger zu bestimmen.

Die Ergebnisse zeigen, daß die Theorie die verschiedenen Moden der Potentialverteilung und insbesondere auch deren Übergänge richtig beschreibt, solange die Diode schwingungsfrei ist.

Die statischen Potentialverteilungen werden auf ihre Stabilität hin untersucht. Es ergibt sich im Einklang mit den Experimenten, daß die statisch berechnete Elektronendichteverteilung bei elektronenarmer Emission und positivem Kollektorpotential instabil ist. Die von der Instabilität angeregten Schwingungen wurden auch in den Feldstärkebildern nachgewiesen. Von den verschiedenen Theorien dieser Diodenschwingungen läßt sich nur eine ^{5),6)} mit unseren Experimenten vereinbaren.

INHALT

1. Einleitung	Seite 1
2. Statische Potentialverteilung in der Diode	4
2.1. Theorie	4
2.2. Beschreibung der Apparatur	12
2.3. Feldstärkemessung mit dem Elektronenstrahlband	15
2.4. Experimentelle Ergebnisse und Vergleich mit der Theorie	17
2.5. Vergleich mit der Literatur	20
2.6. Anwendung der Theorie auf stromlosen Diodenbetrieb	22
3. Schwingungen in der Diode	25
3.1. Experimentelle Ergebnisse	25
3.2. Diskussion verschiedener Theorien	27
Stabilitätskriterium	

1. Einleitung

Seit der Entdeckung der Ionisierung von Atomen niedriger Ionisationsenergie an heißen Oberflächen mit hoher Austrittsarbeit durch LANGMUIR und KINGDON ¹⁾ im Jahre 1925 fand die Kontaktionisation verbreitete Anwendung.

Plasmen, die durch Kontaktionisation erzeugt werden, besitzen den großen Vorteil, daß man zu ihrer Aufrechterhaltung keine Ströme benötigt, die zu vielerlei Instabilitäten führen. Sie werden daher eingesetzt, um die Bedingungen für die thermonukleare Fusion zu erforschen. Eine angenehme Nebenerscheinung im Hinblick auf die Gyroradien der Ionen im Magnetfeld ist die Simulation eines Deuteriumplasmas mit einer Temperatur von mehr als $100\ 000^{\circ}\text{K}$ durch ein Cäsiumplasma mit einer Temperatur von nur 2000°K .

Bei thermionischen Energiewandlern tritt vor der Kathode eine hohe Konzentration von Elektronen auf. Um ihre Raumladung zu kompensieren, benützt man die Kontaktionisation zur Erzeugung positiver Ionen.

Bei diesen Experimenten ist die Kenntnis der elektrischen Potentialverteilung in den Schichten vor den Elektroden und im Plasma wichtig.

Unsere Aufgabe war es, die Potentialverteilung in einer Diode zu untersuchen, die weitgehend einem thermionischen Energiewandler entspricht. Elektronen und Ionen sollen nur an einer Elektrode, dem geheizten Emitter, erzeugt werden. Die Gegenelektrode, der Kollektor, sei kalt und nehme daher alle ankommenden Elektronen und Ionen auf.

Die Diode wurde so gebaut und betrieben, daß die zu ihrer Beschreibung erforderliche Theorie möglichst einfach wird: Ebene Elektroden, deren Abstand klein gegen ihren Durchmesser ist, reduzieren das Problem zu einem eindimensionalen. Die Gasdichte wurde so niedrig gewählt, daß Elektronen und Ionen im Volumen praktisch keine Stöße erleiden.

In der Theorie muß dann die Raumladungsdichte der Elektronen und Ionen eindimensional und stoßfrei als Funktion des Ortes bestimmt und die Poissongleichung integriert werden, um die Potentialverteilung zu bekommen.

Für die Raumladungsdichte bekäme man einfache Ausdrücke, wenn die Ladungsträger als monoenergetisch behandelt werden könnten. Diese Vereinfachung bedeutet aber, daß die Anzahldichte einer Träger-sortenart zunimmt und im Umkehrpunkt sogar unendlich wird, wenn die Träger gegen einen Potentialberg anlaufen. Man muß daher die Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Träger berücksichtigen, für die angenommen wird, daß sie einer Maxwellverteilung entspricht, deren Temperatur mit der Emittertemperatur übereinstimmt.

Man kann dann für die Trägerdichten als Funktion des Potentials analytische Ausdrücke angeben, muß aber den Potentialverlauf numerisch berechnen.

Die Theorie ergibt nur in einem Teilbereich der Parameterwerte einen monotonen Potentialverlauf. Dabei konzentrieren sich die Raumladungen auf schmale Gebiete in der Nähe des Emitters und des Kollektors, so daß es berechtigt ist, von Schichten zu sprechen. Das im Englischen übliche Wort sheath = Scheide bringt das Wesen der Schichten noch besser zum Ausdruck. In anderen Bereichen der Parameterwerte besteht vor dem Emitter eine Doppelschicht mit einem Extremwert des Potentials, am Kollektor eine einfache Schicht. Daneben existiert aber auch ein Parameterbereich, bei dem das Plasmapotential nicht konstant, sondern räumlich gewellt ist.

In Kap. 2 werden zunächst die Parameterbereiche für die verschiedenen Moden der Potentialverteilung gegeneinander abgegrenzt, alsdann Einzelbeispiele für den Potentialverlauf ausgerechnet.

Zur experimentellen Bestimmung des Potentialverlaufs könnte man wie in ^{2), 3), 4)} metallische Sonden verwenden. Sie haben aber zwei entscheidende Nachteile: Einmal stören sie das umgebende Plasma, zum andern hängt ihre Austrittsarbeit vom Grad der Cäsium-Bedeckung und von Verunreinigungen ab.

Daher wurde ein Elektronenstrahl zur Messung der elektrischen Felder eingesetzt, der bei niedrigen Strahlstromdichten und hohen Beschleunigungsspannungen praktisch keine Störungen verursacht. Eine neue Technik, bei der der Strahl nicht fadenförmig ausgeblendet, sondern als Band durch die Diode geschickt wird, ermöglichte es, den statischen und dynamischen Feldverlauf auf einen Leuchtschirm zu projizieren.

Die Experimente erbrachten den Nachweis, daß die von der Theorie geforderten Moden des Potentialverlaufs tatsächlich existieren. Die gefundenen Übergänge zwischen den Moden stimmen ebenfalls mit der Theorie überein.

In bestimmten Parameterbereichen traten Schwingungen sowohl des Diodenstroms als auch der Feldstärkebilder auf. Solche Schwingungen, deren Frequenz im Ionenschallbereich liegt, wurden schon in vielen Laboratorien beobachtet. Ihre Entstehung wird in der Literatur auf verschiedene Weise zu erklären versucht, zum Beispiel durch Ionenschwingungen in einer durch Elektronen gebildeten Potentialmulde vor dem Emitter oder durch eine Zweistrominstabilität. Diese und andere Ansätze führen jedoch auf Widersprüche mit der statischen Theorie oder mit den Experimenten. Erst eine neuere Theorie 5),6) ist erfolgreicher. Sie geht von der Tatsache aus, daß die Ionen wegen ihrer vergleichsweise großen Masse auf eine Störung wesentlich langsamer als die Elektronen reagieren. Daher kann die Verteilung der Elektronendichte, wie sie der statischen Theorie entspricht, instabil sein. Die Autoren dieser Theorie 5),6) waren aber nicht in der Lage, den Parameterbereich theoretisch abzugrenzen, bei dem die Instabilität auftritt.

Eine qualitative Betrachtung der Stabilität der Elektronendichteverteilung ergibt, zusammen mit der hier behandelten statischen Theorie, daß die Diode instabil ist, wenn am Emitter das Elektronenangebot gering im Vergleich zum Ionenangebot ist und gleichzeitig am Kollektor Elektronen entzogen werden. Dies stimmt mit unseren Experimenten und auch mit den entsprechenden Experimenten in anderen Laboratorien überein.

Die von den Autoren 5),6) geforderte starke Nichtlinearität der Diodenschwingungen zeigt sich bei unseren Experimenten durch deutliche Strukturen in den Feldstärkebildern.

2. Statische Potentialverteilung in der Diode

2.1. Theorie

Die hier behandelte Diode besteht aus einem heißen, ebenen Elektronen- und Ionenemitter (Kathode) und einem kalten ebenfalls ebenen Kollektor (Anode). Ein Modell dieser Diode ist in Abb. 1 gezeichnet.

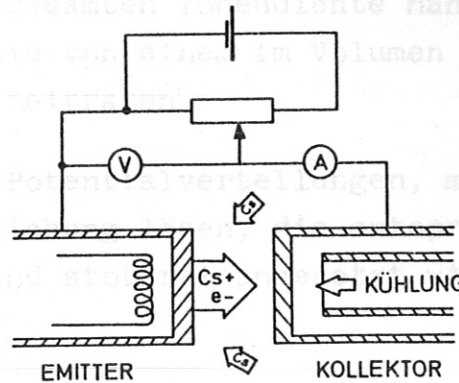


ABB.1 PRINZIP DER CAESIUM-DIODE

Beide Elektroden stehen einander parallel gegenüber. Eine beliebige Potentialdifferenz kann zwischen ihnen aufrechterhalten werden.

Zur Vereinfachung der Theorie werden folgende Annahmen gemacht:

- 1) Emitter und Kollektor sind unendlich ausgedehnte Platten. Auf jeder der beiden Oberflächen ist das Potential konstant.
- 2) Elektronen und Ionen werden mit einer Maxwellverteilung der Geschwindigkeiten emittiert. Ihre Temperatur ist gleich der Emittertemperatur.
- 3) Die Ladungsträger erleiden in dem Volumen zwischen Emitter und Kollektor keine Stöße.
- 4) Weder an der Kollektor- noch an der Emitteroberfläche werden auftreffende Ladungsträger reflektiert.

Am Beispiel der Ionen soll die Abhängigkeit ihrer Geschwindigkeitsverteilung vom Potential und von der relativen Lage zu Extremwerten des Potentials gezeigt werden.

Unmittelbar an der Emitteroberfläche ist nach Voraussetzung die Geschwindigkeitsverteilung der abdampfenden Ionen

In dieser Gleichung drückt sich die altbekannte Maxwell-Verteilung aus einer Maxwell-Verteilung bei Beschleunigung aller Ionen aus. Die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen besitzt aber die Form

$$f(v) = n_{i0} \sqrt{\frac{2m_i}{\pi kT}} \exp\left(-\frac{m_i v^2}{2kT}\right), \quad v > 0 \quad (1)$$

Dabei ist m_i die Masse der Ionen, v ihre Geschwindigkeit, k der Boltzmannfaktor, T die Emittertemperatur. In der Anzahldichte n_{i0} sind nur diejenigen Ionen berücksichtigt, die sich vom Emitter fortbewegen. Zu der gesamten Ionendichte nahe der Emitteroberfläche können noch die von einem im Volumen ansteigenden Potential reflektierten Ionen beitragen.

Man sucht statische Potentialverteilungen, muß also die zeitunabhängige Boltzmann-Gleichung lösen, die entsprechend den Voraussetzungen eindimensional und stoßfrei angesetzt wird:

$$v \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{e}{m_i} \frac{dU}{dx} \frac{\partial f}{\partial v} = 0$$

Dabei ist x der Abstand vom Emitter, U das elektrische Potential bezogen auf das Potential der Emitteroberfläche.

Wegen $U = U(x)$ ist

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial f}{\partial U} \frac{dU}{dx}$$

Somit lautet die Boltzmann-Gleichung

$$v \frac{\partial f}{\partial U} - \frac{e}{m_i} \frac{\partial f}{\partial v} = 0$$

Sie wird gelöst durch eine beliebige differenzierbare Funktion der Form

$$f(U, v) = g\left(e \cdot U + \frac{1}{2} m_i v^2\right)$$

Für $U = 0$ muß $f(U, v)$ in die Gleichung (1) übergehen. Also gilt für die Verteilungsfunktion

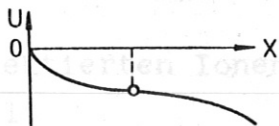
$$g\left(eU + \frac{1}{2} m_i v^2\right) = n_{i0} \sqrt{\frac{2m_i}{\pi kT}} \exp\left(-\frac{eU}{kT}\right) \cdot \exp\left(-\frac{m_i v^2}{2kT}\right) \quad (2)$$

In dieser Gleichung drückt sich die altbekannte Tatsache aus, daß aus einer Maxwellverteilung bei Beschleunigung oder Abbremsung aller Teilchen wieder eine Maxwellverteilung entsteht.

Die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen besitzt aber nicht für alle Geschwindigkeitsbereiche die Form (2). Wegen der Annahme der Stoßfreiheit gilt für jedes einzelne Teilchen der mechanische Energiesatz. Daher kann die Verteilungsfunktion Lücken besitzen. Der Bereich der Lücken muß für jede Form des Potentialverlaufs gesondert bestimmt werden.

Beispiele:

1)



Das Potential falle vor dem Emitter monoton. An einem Ort mit dem Potential $U < 0$ gilt für die Verteilungsfunktion

$$f(U, v) = \begin{cases} g(eU + \frac{1}{2} m_1 v^2), & + \sqrt{-2eU/m_1} < v < \infty \\ 0 & - \infty < v < + \sqrt{-2eU/m_1} \end{cases}$$

Für die Anzahldichte ergibt sich

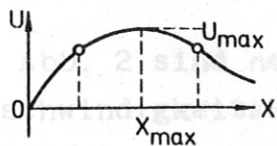
$$n_1(U) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(U, v) dv = \int_{+\sqrt{-2eU/m_1}}^{+\infty} g(U, v) dv$$

$$= n_{10} \exp\left(-\frac{eU}{kT}\right) \left[1 - E\left(-\frac{eU}{kT}\right)\right]$$

mit

$$E(t) = \operatorname{erf} \sqrt{t} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{t}} e^{-s^2} ds$$

2)



Das Potential wachse vor dem Emitter bis zu einem Maximum U_{\max} . Alle Ionen, deren ursprüngliche kinetische Energie größer ist als $e \cdot U_{\max}$, überwinden den Berg, die langsameren werden reflektiert. Befindet man sich links von dem Maximum, so gilt für die Geschwindigkeitsverteilung

$$f(U, v) = \begin{cases} g(U, v), & - \sqrt{2e(U_{\max} - U)/m_1} < v < + \infty \\ 0, & - \infty < v < - \sqrt{2e(U_{\max} - U)/m_1} \end{cases}$$

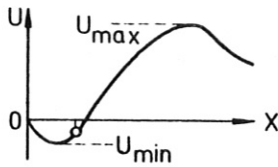
für die Anzahldichte

$$n_i(U) = n_{i0} \exp\left(-\frac{eU}{kT}\right) \left[1 + E\left(\frac{e(U_{\max}-U)}{kT}\right)\right].$$

Befindet man sich rechts vom Maximum, so muß man das Beispiel 1 sinngemäß anwenden, und man erhält für die Anzahldichte

$$n_i(U) = n_{i0} \exp\left(-\frac{eU}{kT}\right) \left[1 - E\left(\frac{e(U_{\max}-U)}{kT}\right)\right].$$

3)



Das Potential durchlaufe erst ein Minimum, wachse dann bis zu einem Maximum. Für einen Punkt innerhalb der Mulde ist die kleinste Geschwindigkeit in positiver und negativer

Richtung $|v|_{\min} = \sqrt{-2eU/m_i}$, bei den reflektierten Ionen ist das Maximum $|v|_{\max} = \sqrt{2e(U_{\max}-U)/m_i}$. Daher gilt

$$f(U,v) = \begin{cases} g(U,v), & \left\{ \begin{array}{l} -\sqrt{2e(U_{\max}-U)/m_i} < v < -\sqrt{-2eU/m_i} \\ +\sqrt{-2eU/m_i} < v < +\infty \\ -\infty < v < -\sqrt{2e(U_{\max}-U)/m_i} \\ -\sqrt{-2eU/m_i} < v < +\sqrt{-2eU/m_i} \end{array} \right. \\ 0 & \left\{ \end{cases}$$

und

$$n_i(U) = n_{i0} \exp\left(-\frac{eU}{kT}\right) \left[1 + E\left(\frac{e(U_{\max}-U)}{kT}\right) - 2 E\left(-\frac{eU}{kT}\right)\right].$$

Auf diese Weise kann man für eine bestimmte Form des Potentialverlaufs die Anzahldichte der Ionen und Elektronen als Funktion des Potentials und der relativen Lage zu Extremwerten oder Nulldurchgängen des Potentials angeben.

In Abb. 2 sind neben charakteristischen Potentialformen auch die Geschwindigkeitsverteilungen der Ionen an einzelnen Punkten eingezeichnet.

Wenn man auf die Anzahldichte n_i der abdampernden Elektronen nahe an der Emitteroberfläche,

Mit diesen Normierungen für Potential und Abstand vom Emitter lautet die Poissonsgleichung

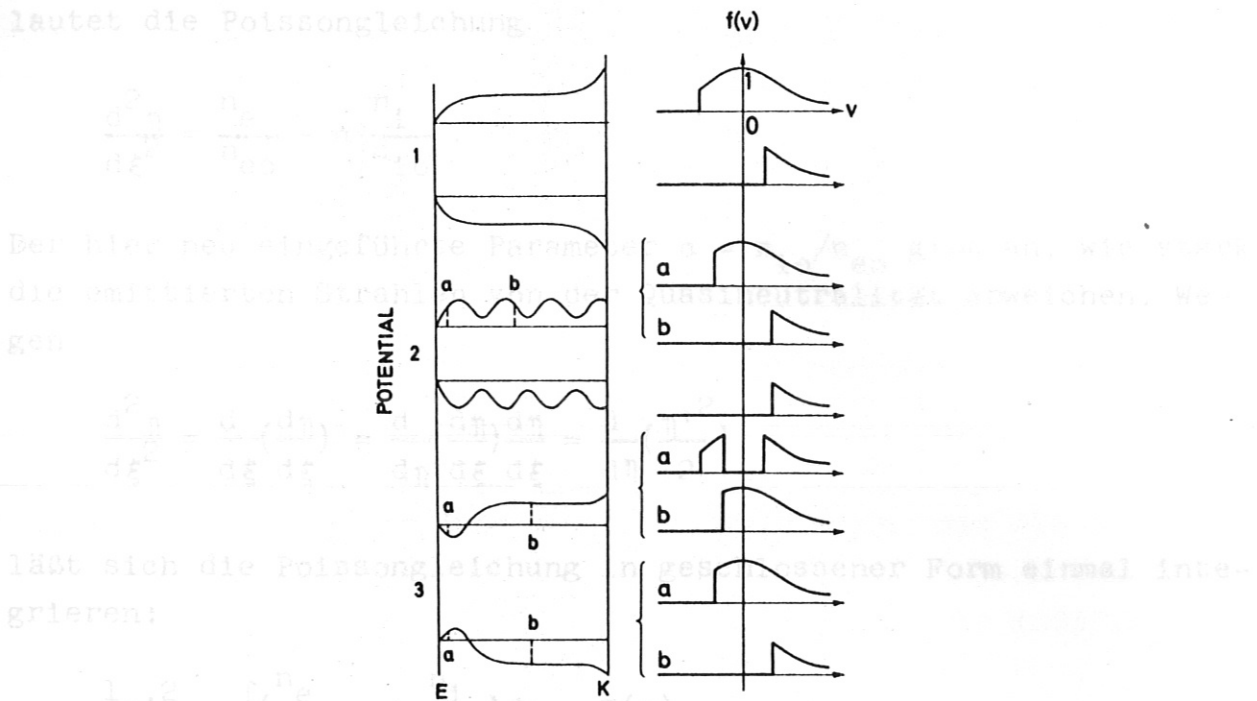


ABB.2 POTENTIALVERLAUF UND JEWEILIGE IONEN-GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG

Mit bekannter Trägerdichte kann jetzt die eindimensionale Poissonsgleichung

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0}(n_e - n_1)$$

integriert werden. Zur Vereinfachung der Formeln benützt man dabei die Normierung

$$\eta = \frac{eU}{kT} \quad \text{für das Potential}$$

und

$$\xi = \frac{x}{\sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{e^2 n_{e0}}}} \quad \text{für den Abstand vom Emitter.}$$

Die Längeneinheit $\sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{e^2 n_{e0}}}$ stellt eine Art Debye-Länge dar, die sich aber nicht wie sonst üblich auf die Plasmadichte bezieht, sondern auf die Anzahldichte n_{e0} der abdampfenden Elektronen nahe an der Emitteroberfläche.

den normierten Abstand $\xi = x / \sqrt{\epsilon_0 kT / (e^2 n_{e0})}$ zwischen Emitter und Kollektor

Mit diesen Normierungen für Potential und Abstand vom Emitter lautet die Poissongleichung

$$\frac{d^2 \eta}{d\xi^2} = \frac{n_e}{n_{e0}} - \alpha \cdot \frac{n_i}{n_{i0}} .$$

Der hier neu eingeführte Parameter $\alpha = n_{i0}/n_{e0}$ gibt an, wie stark die emittierten Strahlen von der Quasineutralität abweichen. Wegen

$$\frac{d^2 \eta}{d\xi^2} = \frac{d}{d\xi} \left(\frac{d\eta}{d\xi} \right) = \frac{d}{d\eta} \left(\frac{d\eta}{d\xi} \right) \frac{d\eta}{d\xi} = \frac{d}{d\eta} \left(\frac{\eta'^2}{2} \right)$$

läßt sich die Poissongleichung in geschlossener Form einmal integrieren:

$$\frac{1}{2} \eta'^2 = \int \left(\frac{n_e}{n_{e0}} - \alpha \cdot \frac{n_i}{n_{i0}} \right) d\eta = F(\eta)$$

oder

$$\eta' = \sqrt{2F(\eta)}$$

mit $F = G(\eta) + \alpha \cdot H(\eta)$.

Es bleibt schließlich noch die Quadratur

$$\xi = \int_0^\eta \frac{dt}{\sqrt{2F(t)}} ,$$

die allerdings nur numerisch ausgeführt werden kann. Die analytischen Formen von F hängen wie n_i und n_e sowohl von der Gestalt der Potentialverteilung, als auch von der relativen Lage zu Extremwerten oder Nulldurchgängen des Potentials ab. Sie werden in einem Laborbericht ⁷⁾ zusammengestellt.

Gibt man die äußeren Parameter

das normierte Kollektorpotential $\eta_c = \frac{eU_c}{kT}$ (relativ zum Emitterpotential),

den Neutralisationsparameter $\alpha = n_{i0}/n_{e0}$,

den normierten Abstand $\xi_c = x_c / \sqrt{\epsilon_0 kT / (e^2 n_{e0})}$ zwischen Emitter und Kollektor

vor, so weiß man leider nicht von vornherein, welche prinzipielle Form (Modus) die Potentialverteilung annimmt. Vielmehr muß man zunächst einen Modus annehmen und nachträglich seine Grenzen in Abhängigkeit von den drei äußeren Parametern bestimmen. Die inneren Randbedingungen,

die normierte Feldstärke $\eta'(0)$ am Emitter,

das normierte Potential η_{\max} eines etwaigen Maximums,

das normierte Potential η_{\min} eines etwaigen Minimums

sind schließlich so zu wählen, daß das Integral $\int d\eta / \sqrt{2F(\eta)}$ über den ganzen Potentialbereich gerade den normierten Abstand des Emitters vom Kollektor ergibt. Dabei zeigt sich, daß die Potentialkurve in ihren wesentlichen Teilen nur wenig von diesem Abstand abhängt, vorausgesetzt, daß der Abstand groß gegen die modifizierte Debye-Länge ist.

Es bleibt somit die Abgrenzung der Potentialmoden in der Ebene der zwei äußeren Parameter α und η_c . Diese Modengrenzen sind, als Ergebnis numerischer Rechnung, in Abb. 3 eingezeichnet⁺⁾. In dieser halblogarithmischen Darstellung ($\log \alpha - \eta_c$) sind alle Kurven symmetrisch zu dem Punkt $\alpha = 1, \eta_c = 0$.

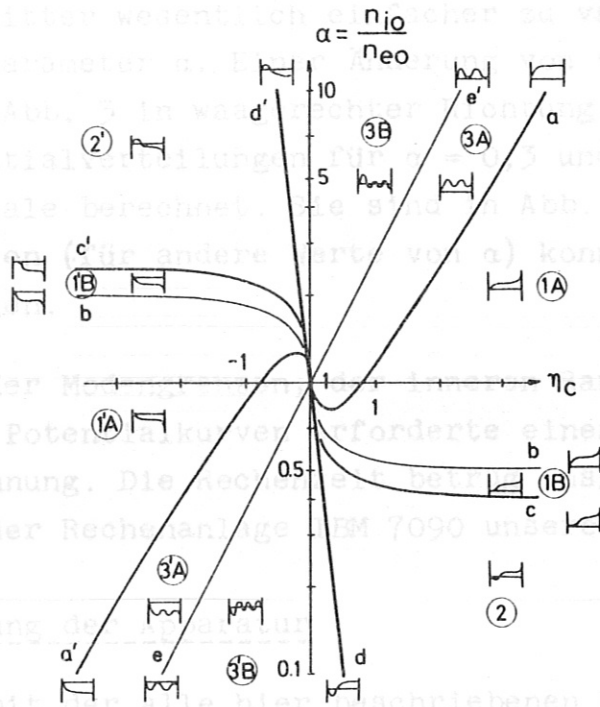
Nach rechts (bezeichnet mit 1) und links (1') öffnet sich der Bereich monoton wachsenden bzw. fallenden Potentials. Bewegt man sich im Uhrzeigersinn weiter, so gelangt man zu Moden mit einem Minimum bzw. Maximum vor dem Emitter. An sie schließt sich der Bereich jener eigenartigen Moden an, die kein konstantes, sondern ein räumlich gewelltes Plasmapotential besitzen.

Die monotonen Moden besitzen zwei Teilbereiche. In dem größeren (1A bzw. 1'A) besteht am Emitter eine einfache Schicht, im kleineren (1B bzw. 1'B) eine Doppelschicht. Auch die oszillatorischen Moden besitzen zwei Teilbereiche. Im einen bleibt das Potential immer positiv (3A) oder negativ (3'A) im Vergleich zum Emitterpotential. Im anderen Teilbereich (3B, 3'B) geht das Potential erst

+) Erst nach der ersten Niederschrift dieser Arbeit wurde festgestellt, daß ein ähnliches Diagramm schon bei McINTYRE⁵³⁾ zu finden ist.

durch Null, bevor die Welligkeit einsetzt.

In unserem Experiment ist die Potentialdifferenz η zwischen Kollektor und Emittor wesentlich kleiner als die Potentialdifferenz η_c zu variieren als der Neutralisationsparameter α . In verschiedenen Versuchsreihen entspricht ein Durchlaufen der Abb. 3 in verschiedenen Richtungen. Dementsprechend wurden die Potentialverteilungen für $\alpha = 0.3$ und verschiedene Kollektorpotentiale berechnet. Genau diese Kurven für andere Werte von α konnten wir experimentell bestätigen.



Die Berechnung der Modenkurven für verschiedene Randbedingungen und schließlich der Potentialkurvenverläufe für verschiedene Werte von α erforderte einen großen Aufwand an numerischer Rechnung. Die Rechnung wurde auf der Rechenanlage IBM 7090 unseres Institutes.

2.2. Beschreibung der Apparatur

Die Apparatur, mit der alle hier beschriebenen Experimente durchgeführt wurden, ist in Abb. 5 dargestellt. Eine photographische Aufnahme ist in Abb. 6 dargestellt.

ABB.3 MODEN DER POTENTIALVERTEILUNG

Der Hauptteil der Apparatur besteht aus einem Eisenklotz, der ein wassergekühltes Rohr enthält. Die Innendurchmesser des Rohres beträgt 80 mm. Es wird von zwei 120 l/sec-Öldiffusionspumpen kontinuierlich ausgepumpt. Von der einen Seite des Rohres ist ein Tantalemitter angebracht, von der anderen ein gekühlter Edelgas-Kollektor, beide mit einem Durchmesser von 32 mm. Sowohl der Emitter, als auch der Kollektor können in axialer Richtung bewegt werden. Beide sind von der äußeren Apparatur durch Teflon-Flansche elektrisch isoliert.

Außerhalb des Rohres befindet sich ein Ölwanne, die mit Öl aus einem Thermostat bis 25°C gefüllt sein kann. Durch eine Öffnung des Rohres wird auf den Kollektor ein Edelgas gestrahlt. Die Konstruktion des Apparates wurde im wesentlichen von GUILIN (8) übernommen. Die Temperaturdifferenz zwischen Mitte und Rand der Emitterfläche beträgt 50°K bei einer Temperatur der Mitte von 250°K.

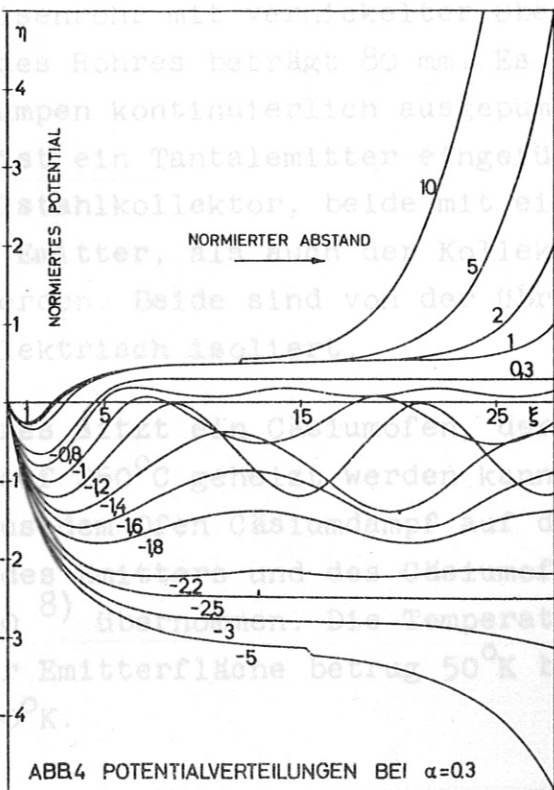


ABB.4 POTENTIALVERTEILUNGEN BEI alpha=0.3

durch Null, bevor die Welligkeit einsetzt.

In unserem Experiment ist die Potentialdifferenz η_c zwischen Kollektor und Emitter wesentlich einfacher zu variieren als der Neutralisationsparameter α . Einer Änderung von η_c entspricht ein Durchlaufen der Abb. 3 in waagerechter Richtung. Dementsprechend wurden die Potentialverteilungen für $\alpha = 0,3$ und verschiedene Kollektorpotentiale berechnet. Sie sind in Abb. 4 gezeichnet. Genau diese Kurven (für andere Werte von α) konnten wir experimentell bestätigen.

Die Berechnung der Modengrenzen, der inneren Randbedingungen und schließlich der Potentialkurven erforderte einen großen Aufwand an numerischer Rechnung. Die Rechenzeit betrug insgesamt ungefähr 10 Stunden auf der Rechanlage IBM 7090 unseres Institutes.

2.2. Beschreibung der Apparatur

Die Apparatur, mit der alle hier beschriebenen Experimente durchgeführt wurden, ist in Abb. 5 dargestellt. Eine photographische Aufnahme ist in Abb. 6 wiedergegeben.

Der Hauptteil der Apparatur besteht aus einem Eisenklotz, der ein wassergekühltes Eisenrohr mit vernickelter Oberfläche enthält. Der Innendurchmesser des Rohres beträgt 80 mm. Es wird von zwei 120 l/sec-Öldiffusionspumpen kontinuierlich ausgepumpt. Von der einen Seite des Rohres ist ein Tantalemitter eingeführt, von der anderen ein gekühlter Edelstahlkollektor, beide mit einem Durchmesser von 32 mm. Sowohl der Emitter, als auch der Kollektor können in axialer Richtung bewegt werden. Beide sind von der übrigen Apparatur durch Teflon-Flansche elektrisch isoliert.

Außerhalb des Rohres sitzt ein Cäsiumofen, der mit Öl aus einem Thermostaten bis auf 250°C geheizt werden kann. Durch eine Öffnung des Rohres wird aus dem Ofen Cäsiumdampf auf den Emitter gestrahlt. Die Konstruktion des Emitters und des Cäsiumofens wurde im wesentlichen von GUILINO⁸⁾ übernommen. Die Temperaturdifferenz zwischen Mitte und Rand der Emitterfläche betrug 50°K bei einer Temperatur der Mitte von 2500°K.

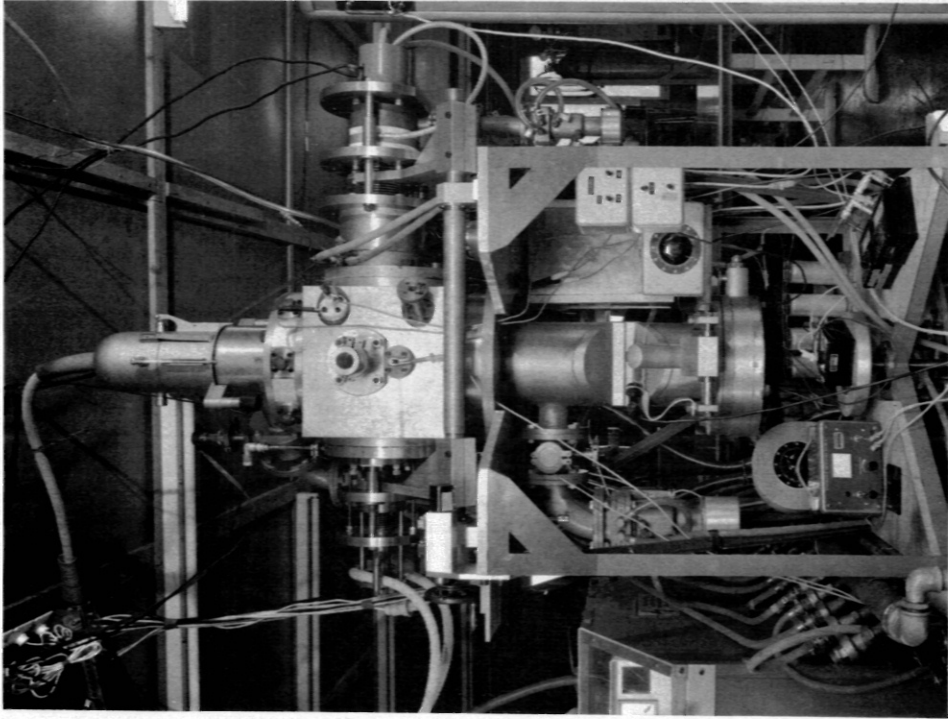


Photo der Apparatur

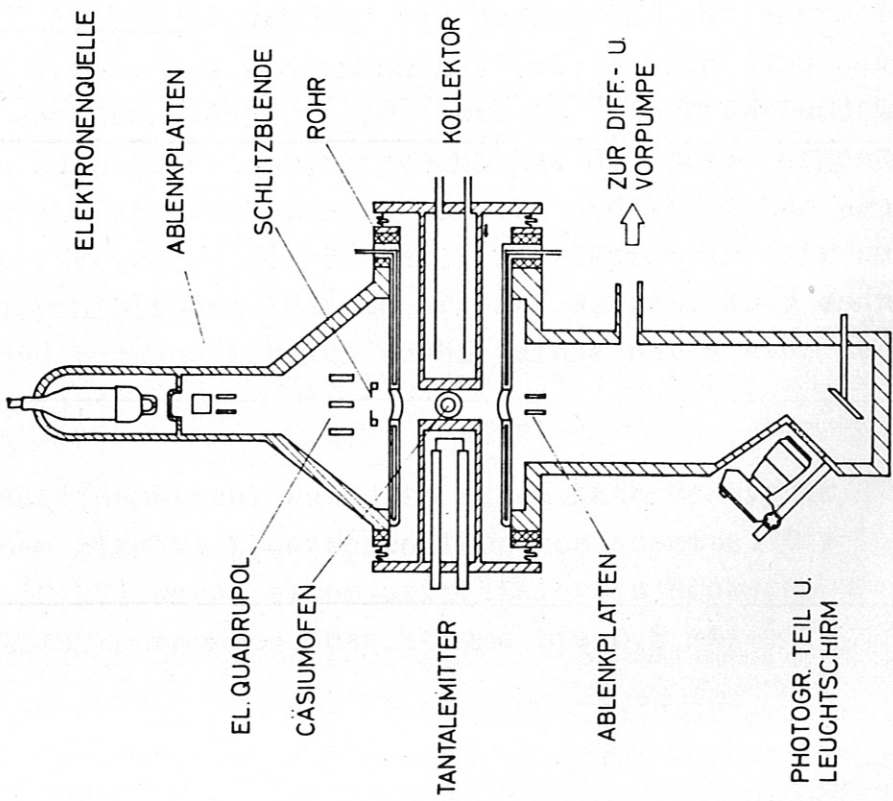


ABB 5 APPARATUR

Die Aufheizung des Emitters erfolgte durch Elektronenbeschuß aus einer Ringkathode. Typische Werte des Heizstrahls sind 1500 V Beschleunigungsspannung und 1 A Strahlstrom. Die Heizleistung wurde einem Leistungsstabilisator nach MAISCHBERGER und STEINHAUSEN ⁹⁾ entnommen. Die Stabilisierung der Leistung auf $\pm 0,5\%$ gewährleistete eine innerhalb $\pm 0,1\%$ gleichbleibende Emittertemperatur, solange sich der Graufaktor der Emitteroberfläche nicht änderte. Bei einem neuen Emitter war die Oberfläche mattgrau. Nach längerem Heizen bildeten sich an der Oberfläche Einkristalle von 1 bis 2 mm Durchmesser. Die Oberfläche wurde dann glänzend. Es scheint, daß sich der Graufaktor bei weiterem Heizen nicht mehr änderte und damit die Temperatur sehr gut konstant gehalten werden konnte. Die Emittertemperatur wurde mit einem optischen Pyrometer gemessen. Zur Korrektur der am Pyrometer abgelesenen Werte wurde der Graufaktor 0,4 verwendet. Die so bestimmte Temperatur kann mit einem systematischen Fehler von $\pm 50^\circ\text{K}$ behaftet sein, relative Temperaturwerte sind bis auf $\pm 10^\circ\text{K}$ genau.

Vor Beginn der Messungen wurden Emitter und Cäsiumofen etwa eine Stunde lang vorgeheizt, dann die Cäsiumampulle aufgebrochen und nochmals eine Stunde gewartet. Auf diese Weise war sichergestellt, daß sich alle kalten Oberflächen innerhalb des Rohres mit Cäsium bedeckt hatten und während der Messungen stationäre Verhältnisse gegeben waren. Das Cäsiumangebot setzte sich dann zusammen aus der Abgabe der Oberfläche ($\approx 10^{-6}$ bis 10^{-4} Torr Cäsiumdampfdruck) und dem zusätzlichen Dampfstrahl aus dem Ofen. Gegenüber einem Betrieb mit abgeschlossenem Volumen und geheizten Wänden hat unsere Betriebsweise den Vorteil, daß Cäsiumverluste durch die Elektronenstrahlblenden laufend ergänzt werden, aber auch den Nachteil, daß genau reproduzierbare Verhältnisse nur schwer zu erreichen waren.

Der Elektronenstrahl wurde in einem Kathodensystem erzeugt, das von einem SIEMENS-Elektronenmikroskop stammte. Die Hochspannung (5 bis 60 kV) wurde einem stabilisierten Hochspannungsgerät der Firma ZEISS entnommen, das Ströme bis 0,5 mA lieferte. Der Elek-

tronenstrahl passierte erst das Zentrum eines elektrischen Quadrupols, wurde dann durch einen Schlitz, $4 \times 0,03$ mm, ausgeblendet und ging als schmales Strahlband durch die Diode. Dieses Strahlband fiel schließlich auf einen Leuchtschirm, über den als Vergleichslinie ein dünner Draht gespannt war. Das auf dem Schirm erzeugte Bild wurde durch ein 40-mm-Objektiv photographiert und später vergrößert.

Ein Problem bildete am Anfang die Beseitigung von Verschmutzungen der Schlitzblende, deren Aufladungen das Strahlbild stark verzerrten. Die Blendenhalterung wurde deshalb so gebaut, daß die Blende während des Betriebs durch Stromdurchgang ausgeheizt werden konnte. Einer Verbreiterung des Elektronenstrahls durch Netzbrumm, der vor allem aus der Ringkathode innerhalb des Emitters stammte, wurde dadurch begegnet, daß die Ringkathode mit einweggleichgerichtetem Strom geheizt und der Strahl nur in der Ruhephase eingeschaltet wurde. Die Pulsdauer konnte mit Hilfe eines TEKTRONIX T-Einschubs von 8 msec bis zu beliebig kleinen Zeiten geregelt werden.

2.3. Die Messung der Feldstärke mit dem Elektronenstrahlband

Die Methode der Messung elektrischer Felder in Plasmen durch die Bestimmung der Ablenkung eines durchgeschickten Elektronenstrahls ist schon ein halbes Jahrhundert alt (THOMSON¹⁰), ASTON¹¹) und wurde im Laufe der Zeit immer häufiger angewandt. Einige Autoren begnügten sich mit einer punktwisen Messung der Ablenkung auf einem Leuchtschirm¹²⁻²¹), andere bauten die Methode so weit aus, daß ein Schreiber die Registrierung übernehmen konnte²²⁻²⁴). Auch die Amplitude von Wechselfeldern²⁵⁻²⁷) oder deren zeitlicher Verlauf^{15),18),24),28}) wurde bestimmt. Gemeinsam ist diesen Methoden, daß das System, das die zu messende Feldstärke erzeugt, an dem örtlich festen, fadenförmigen Elektronenstrahl vorbeigeführt und die Messung an einzelnen Punkten zu verschiedenen Zeiten vorgenommen wird.

Hier nun wurde ein Weg beschritten, bei dem ein räumlicher Feldverlauf direkt auf den Leuchtschirm projiziert wird (Abb. 7). Eine Momentaufnahme dieses Bildes gibt sowohl den Verlauf des Gleichfeldes, als auch durch seine Einhüllende den Verlauf der Amplitude eines etwaigen Wechselfeldes.

Zu diesem Zweck wurde das Strahlenbündel zunächst durch einen elektrischen Quadrupol geschickt. Seine Wirkung ist die zweier gekreuzter Zylinderlinsen: einer, die in Richtung der Verbindungslinie der negativen Pole fokussiert und einer, die in Richtung der positiven Pole defokussiert. Ein kreisförmiger Strahlquerschnitt wird durch den Quadrupol zu einer Ellipse verzerrt, die entlang dem Strahlweg immer schlanker wird. Die Spannung an den Polen des Quadrupols wird so eingestellt, daß der Strahlquerschnitt auf dem Leuchtschirm zu einer Linie entartet. Der Quadrupol selber wird so justiert, daß diese Linie parallel zur Emitteroberfläche verläuft.

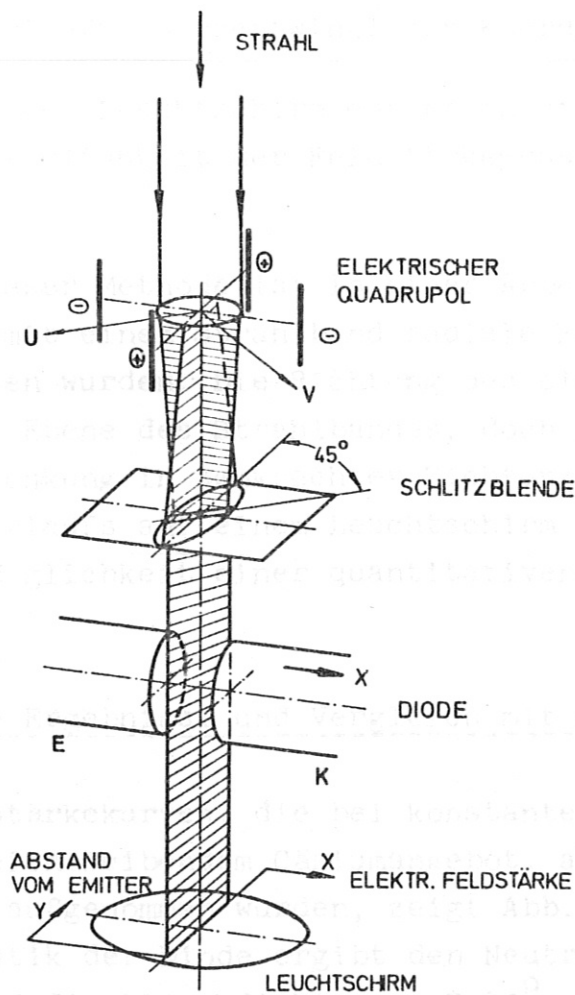


ABB.7 ELEKTRONENSTRAHLBAND

Nun wird zwischen Quadrupol und Diode eine Schlitzblende gebracht, deren Längsachse um 45° gegen die Emitteroberfläche gedreht ist. Sie blendet ein Strahlband aus, das in der Diode immer noch um annähernd 45° gegen die Emitteroberfläche verdreht ist, das sich jedoch so weiterdreht, daß es auf dem Leuchtschirm parallel zum Emitter ankommt und so die Nulllinie festlegt. Der Abstand y (siehe Abb. 7), in dem ein Elektron den Leuchtschirm erreicht, ist somit proportional zu dem Abstand vom Emitter, in dem das betreffende Elektron die Diode durchquert hat.

Die Feldstärke innerhalb der Diode ist aus Symmetriegründen parallel zur Diodenachse (x-Richtung). Sie überlagert der Bewegung eines Elektrons eine Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung. Die Ablenkung durch die Feldstärke geschieht also senkrecht zur Nulllinie auf dem Leuchtschirm. Das heißt, wir erhalten auf dem Leuchtschirm eine Abbildung des Feldverlaufs in rechtwinkligen Koordinaten.

Die Strahlbreite auf dem Leuchtschirm entsprach einer Feldstärke von 6 V/cm. Die Empfindlichkeit der Feldstärkemessung betrug ungefähr 1 V/cm.

Eine Parallele zu dieser Methode ist in einer Arbeit von DOW²⁹⁾ geschildert, in der mit einem Strahlband radiale Felder in einer FIG-Entladung gemessen wurden. Die Richtung des elektrischen Feldes lag hier zwar in der Ebene des Strahlbandes, doch brachte die $E \times B$ -Drift eine Ablenkung in senkrechter Richtung und damit eine Abbildung des Feldverlaufs auf einem Leuchtschirm. Nach Angabe des Autors bestand die Möglichkeit einer quantitativen Auswertung allerdings nicht.

Bei Erhöhung der Kollektorspannung geht wiederum vor...

2.4. Experimentelle Ergebnisse und Vergleich mit der Theorie

Eine Reihe von Feldstärkekurven, die bei konstanter Emittertemperatur (2400°K) und gleichbleibendem Cäsiumangebot, aber verschiedenen Kollektorspannungen aufgenommen wurden, zeigt Abb. 8. Die Strom-Spannungscharakteristik der Diode ergibt den Neutralisationsparameter $\alpha = 0,7 \pm 0,1$ und die Plasmadichte $n = 7 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Bei stark negativer Kollektorspannung U_c erhält man am Emitter eine reine Elektronenschicht, am Kollektor eine ausgedehnte Ionenschicht. Erhöht man U_c , so bleibt die Elektronenschicht am Emitter in Überein-

stimmung mit der Theorie zunächst unverändert und nur die Ionenschicht am Kollektor wird dünner. Schließlich verschwindet die Kollektorschicht und es entsteht, ebenfalls in Übereinstimmung mit der Theorie, ein räumlich oszillierendes Feld. In Emittternähe beträgt die Spannungsamplitude $0,1 \pm 0,02$ kT/e (theoretisch bis $0,4$ kT/e). Mit zunehmendem Abstand vom Emitter nimmt die Welligkeit allerdings ab, wogegen das Feld nach der Theorie rein periodisch sein müßte. Bei weiterer Erhöhung der Kollektorspannung wird in Übereinstimmung mit der Theorie ein Übergang zu einem monotonen Potentialverlauf beobachtet, bei dem am Emitter eine Elektronen-Ionen-Doppelschicht und am Kollektor eine Elektronenschicht besteht. Bei noch weiterer Erhöhung der Kollektorspannung müßte sich nach der Theorie die Elektronenschicht am Kollektor verstärken. Stattdessen traten Diodenschwingungen auf, die in Kap. 3 eingehender behandelt werden. Solange die Diode schwingungsfrei bleibt, ergibt sich also in Übereinstimmung mit der Theorie (vgl. Abb. 3) ein Übergang der Moden von 1'A über 3' zu 1 B.

Einen weiteren Satz von Feldstärkekurven zeigt Abb. 9, die bei Ionenüberschuß ($\alpha = 9 \pm 1$) aufgenommen wurden. Die Emittertemperatur war 2100°K , die Plasmadichte $8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Bei stark negativem Kollektorpotential besteht am Kollektor eine breite Ionenschicht, am Emitter eine Ionen-Elektronen-Doppelschicht mit einem Potentialmaximum. Ein solcher nichtmonotoner Potentialverlauf in einem Kontaktionsplasma wurde zum erstenmal in unserer Apparatur beobachtet ³⁰⁾. Die aus der Feldstärkekurve bestimmte Driftenergie der Ionen im Plasma beträgt $2,8 \pm 0,5$ kT (theoretisch $2,1 \pm 0,15$ für $\alpha = 9 \pm 1$).

Bei Erhöhung der Kollektorspannung geht wiederum vor allem die Ionenschicht am Kollektor zurück, die schließlich verschwindet. Es entsteht daraufhin auch hier ein leicht gewelltes Feld mit einer Spannungsamplitude von $0,2 \pm 0,05$ kT/e (theoretisch bis 2 kT/e), wobei am Emitter immer noch eine Doppelschicht besteht. Bei noch höherer Kollektorspannung geht die Emitter-Doppelschicht in eine einfache Ionenschicht über, am Kollektor entsteht eine schwache Elektronenschicht. Eine weitere Erhöhung der Kollektorspannung müßte nach der statischen Theorie eine Verstärkung dieser Elektronenschicht bewirken. Stattdessen treten Schwindungen auf.

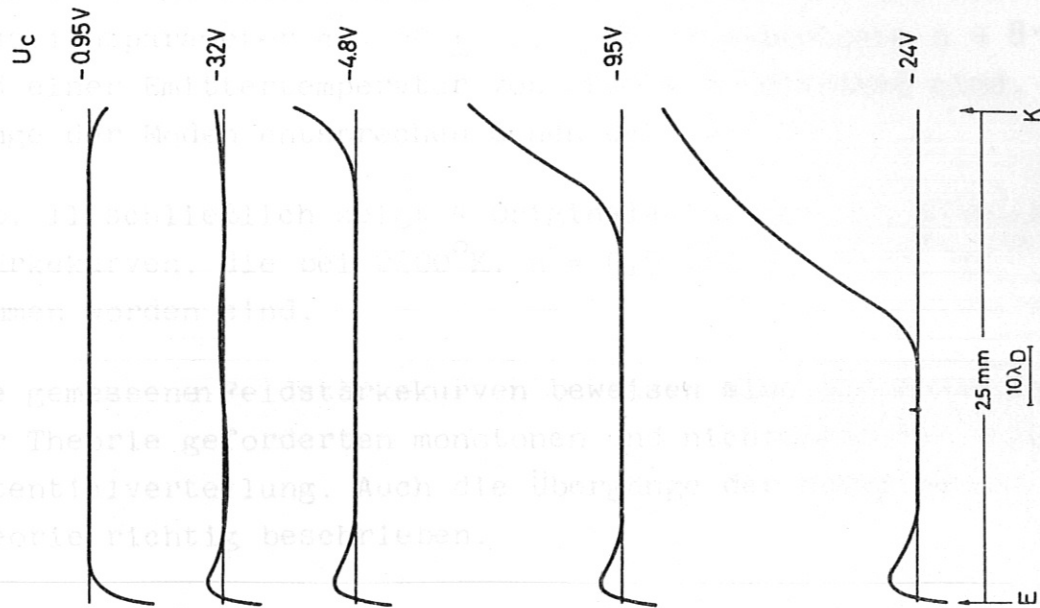


ABB. 9 EXPERIMENTELLE FELDSTÄRKEKURVEN
 FÜR $\alpha=9$, $n=8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_{EM} = 2080^\circ \text{ K}$

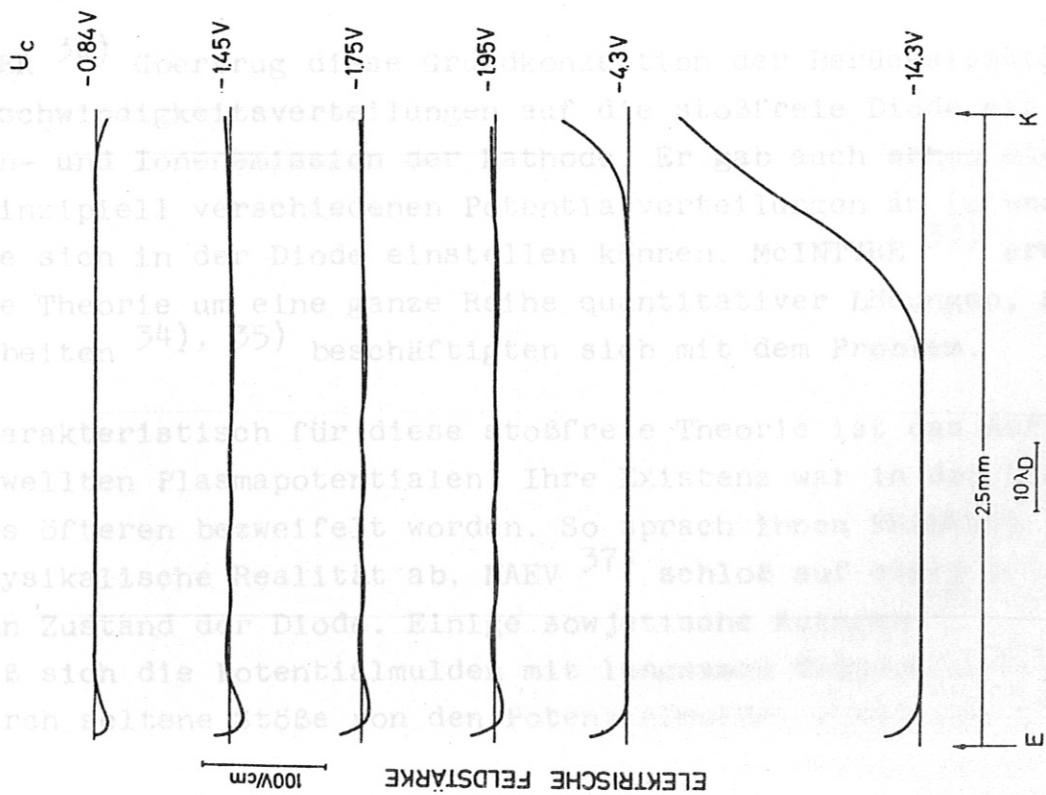


ABB. 8 EXPERIMENTELLE FELDSTÄRKEKURVEN
 FÜR $\alpha=0,7$, $n=7 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_{EM} = 2340^\circ \text{ K}$

Die stationären Potentialverteilungen zeigen also hier in Übereinstimmung mit der Theorie eine λ_D -Abhängigkeit $\lambda_D \approx 3 \cdot 1 \text{ A}$.

Abb. 12 zeigt Potentialverteilungen für $\alpha=0,7$ bei einem Ultrarotstrahlungsstrom von 10 mA . Die Kurven sind für $U_c = -0,84 \text{ V}$, -32 V , $-4,8 \text{ V}$, -95 V und -24 V gezeichnet. Die Kurven zeigen die experimentellen Potentialverteilungen, die mit der Theorie verglichen werden können.

Die gemessenen Feldstärkekurven bewachen also der Theorie geforderten monotonen und nicht abnehmenden Potentialverteilung. Auch die Übergänge der Theorie richtig beschrieben.

2.3. Vergleich mit der Mikrotheorie

Die Theorie der Mikrotheorie (Langmuir) ist eine Theorie der Elektronenemission, die die Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Elektronen berücksichtigt und das überraschende Ergebnis liefert, dass sich vor der Kathode ein Potentialminimium bilden kann.

Außerdem übertrag diese Größen auf die Theorie der Geschwindigkeitsverteilungen auf die stoßfreie Diode- und Ionenemission der Kathode. Er gab auch eine prinzipiell verschiedene Potentialverteilungen an, die sich in der Diode einstellen können. McINNES und die Theorie um eine ganze Reihe quantitativer Ergebnisse (34), (35) beschäftigten sich mit dem Problem.

Charakteristisch für diese stoßfreie Theorie ist das gewellten Plasmapotential. Ihre Existenz war in den letzten Jahren bezweifelt worden. So sprach HANSEN über die physikalische Realität ab. MAEV (37) schloß auf einen reinen Zustand der Diode. Eindeutig sowie auch durch das die Potentialmulde mit dem durch die Potentialmulde durch ständige Stöße von den Potentialkurven.

Die statischen Potentialverteilungen zeigen also hier in Übereinstimmung mit der Theorie die Modenübergänge $2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ A.

Abb. 10 zeigt Feldstärkekurven im Original, die bei einem Neutralisationsparameter $\alpha = 30 \pm 10$, einer Plasmadichte $n = 8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ und einer Emittertemperatur von 2000°K aufgenommen sind. Die Übergänge der Moden entsprechen denen der Abb. 3.

Abb. 11 schließlich zeigt 4 Originalaufnahmen von gewellten Feldstärkekurven, die bei 2200°K , $\alpha = 0,5$ und $n = 4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ aufgenommen worden sind.

Die gemessenen Feldstärkekurven beweisen also die Existenz der von der Theorie geforderten monotonen und nichtmonotonen Moden der Potentialverteilung. Auch die Übergänge der Moden werden von der Theorie richtig beschrieben.

2.5. Vergleich mit der Literatur

Die Theorie der Potentialverteilung in einer Diode geht auf LANGMUIR ³¹⁾ zurück, der für den Fall einer reinen Elektronenemission die Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Elektronen berücksichtigt und das überraschende Ergebnis gefunden hatte, daß sich vor der Kathode ein Potentialminimum bilden kann.

AUER ³²⁾ übertrug diese Grundkonzeption der Berücksichtigung der Geschwindigkeitsverteilungen auf die stoßfreie Diode mit Elektronen- und Ionenemission der Kathode. Er gab auch schon die drei prinzipiell verschiedenen Potentialverteilungen an (siehe Abb. 3), die sich in der Diode einstellen können. McINTYRE ³³⁾ erweiterte die Theorie um eine ganze Reihe quantitativer Lösungen, auch die Arbeiten ^{34), 35)} beschäftigten sich mit dem Problem.

Charakteristisch für diese stoßfreie Theorie ist das Auftreten von gewellten Plasmapotentialen. Ihre Existenz war in der Literatur des öfteren bezweifelt worden. So sprach ihnen FRANKLIN ³⁶⁾ jede physikalische Realität ab, MAEV ³⁷⁾ schloß auf einen nichtstationären Zustand der Diode. Einige sowjetische Autoren ^{38 - 40)} glaubten, daß sich die Potentialmulden mit langsamen Trägern auffüllen, die durch seltene Stöße von den Potentialmulden eingefangen werden. Sie

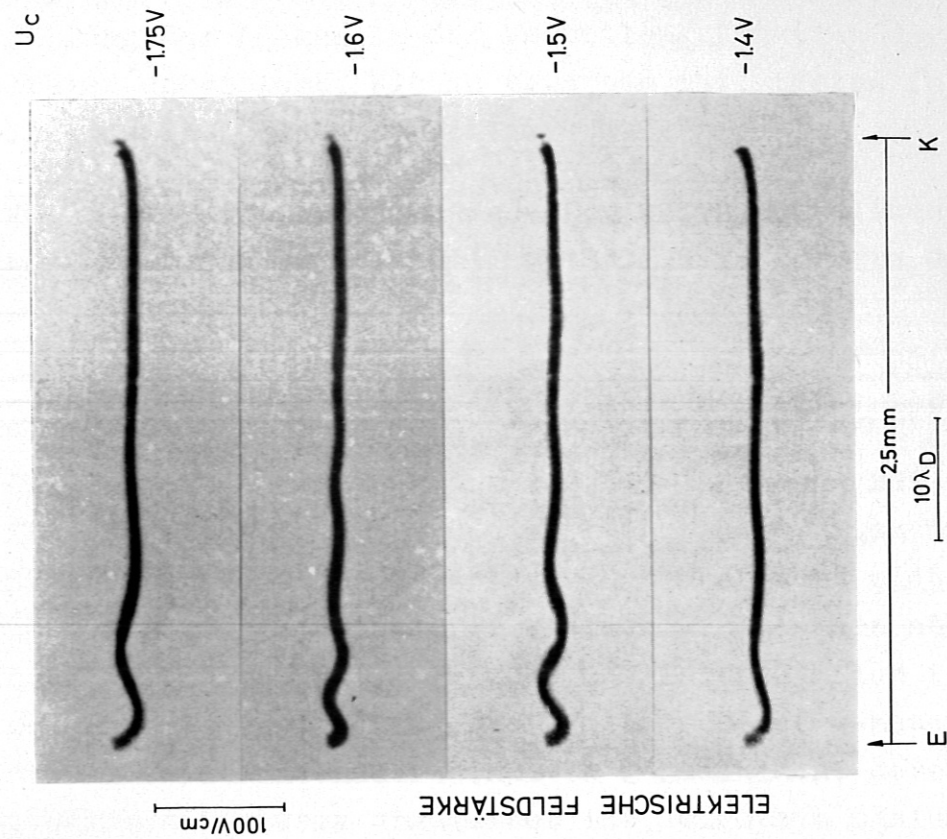


ABB.11 EXPERIMENTELLE FELDSÄRKEKURVEN
FÜR $\alpha = 0.5, n = 4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}, T_{EM} = 2270^\circ \text{ K}$

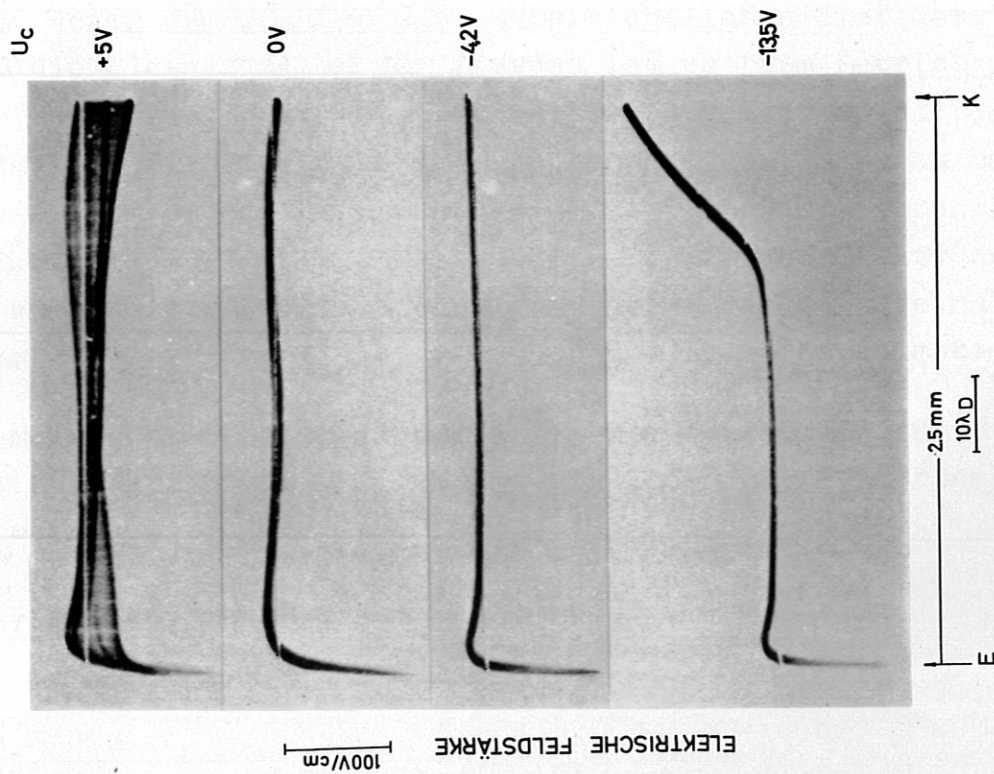


ABB.10 EXPERIMENTELLE FELDSÄRKEKURVEN
FÜR $\alpha = 30, n = 8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}, T_{EM} = 2010^\circ \text{ K}$

versuchten, die Boltzmann-Gleichung für diesen Fall zu lösen, nahmen jedoch schließlich für die Verteilungsfunktion der eingefangenen Träger eine Maxwell-Boltzmann-Form an, die einer weitgehenden Auffüllung der Lücken in der Verteilungsfunktion der primären Ladungsträger entspricht. Wie zu erwarten ist, treten in diesem Fall keine gewellten Plasmapotentiale auf.

Nun zeigen unsere Experimente eindeutig solche gewellten Plasmapotentiale. Sie sind daher ein direkter Beweis für die Gültigkeit der stoßfreien Theorie.

2.6. Anwendung der Theorie auf stromlosen Diodenbetrieb

Unsere Untersuchungen waren nicht auf die Anwendung für thermionische Konverter ausgerichtet und wir waren daher auch nicht primär an der Strom-Spannungs-Charakteristik und überhaupt nicht am Wirkungsgrad der Diode interessiert. Vielmehr sollte ein näherer Einblick in die Verhältnisse am Emitter und ihren Einfluß für das Plasma gewonnen werden, so daß die Ergebnisse auf Q-Maschinen im Ein-Emitter-Betrieb anwendbar sind. In Q-Maschinen, deren Name von dem Wort quiescent plasma abgeleitet ist, wird ein Cäsiumplasma, ähnlich wie bei uns, durch Bestrahlung eines heißen Emitters mit Cäsiumdampf erzeugt. Die Verwendung starker Magnetfelder in Achsenrichtung und langer Plasmasäulen bei den Q-Maschinen rechtfertigt die eindimensionale Behandlung bei unendlichem Emitter-Kollektor-Abstand. Wegen der starken und unübersichtlichen Einflüsse von Strömen auf die Eigenschaften des Plasmas ist es beim Betrieb der Q-Maschinen üblich geworden, den Emitter stromlos zu halten. Um das dann gegebene Plasma theoretisch zu beschreiben, muß man bei festen Neutralisationsparameter $\alpha = n_{i0}/n_{e0}$ das "Floating"-Potential η_{cf} des Kollektors aufsuchen, bei dem sich Ionen- und Elektronenströme gerade kompensieren, daraus das Plasmapotential η_p berechnen und die zugehörige Driftenergie der Ionen und Elektronen bestimmen.

In dem monotonen Bereich 1' der $\alpha - \eta_c$ -Ebene (Abb. 3) führt die Bedingung der Gleichheit der Beträge der Ionen- und Elektronenstromdichte auf

$$\eta_{cf} = \ln \alpha - \frac{1}{2} \ln \frac{m_i}{m_e} ,$$

mit $(1/2)\ln(m_i/m_e) = 6,2$ für Cäsium. Das Plasmapotential η_p ergibt sich aus der Nullstelle der Poissongleichung wegen der Quasineutralitätsbedingung. Die Driftenergie der Ionen, gemessen in Einheiten von kT , ist dann $\epsilon_d = -\eta_p$. Die Elektronen besitzen keine der thermischen Bewegung überlagerte Drift.

Im Bereich 2' mit einem einzigen Potentialmaximum η_{\max} ergibt sich

$$\eta_{cf} = \ln \alpha - \frac{1}{2} \ln \frac{m_i}{m_e} - \eta_{\max} .$$

Hier muß also jene Kombination von η_{cf} , α und η_{\max} gesucht werden, mit der die zugehörige Poissongleichung nebst Randbedingungen befriedigt werden kann. Die Driftenergie der Ionen ist $\epsilon_d = \eta_{\max} - \eta_p$. Die Elektronen besitzen auch hier keine Drift.

Der oszillatorische Bereich 3' braucht nicht betrachtet zu werden. Er wird erst bei völlig uninteressanten Werten für die Randbedingungen erreicht ($\eta_{cf} \approx -2 \cdot 10^5$, $\alpha \approx 5 \cdot 10^{-3}$), wenn der Kollektor keinen Strom ziehen soll.

Der Verlauf des Floating-Potentials η_{cf} für Cäsium in Abhängigkeit von α , das jeweils zugehörige Plasmapotential η_p und die Driftenergie der Ionen $\epsilon_d = -\eta_p$ bzw. $\epsilon_d = \eta_{\max} - \eta_p$ sind in Abb. 12 eingezeichnet. Das Ergebnis ist überraschend, denn es bedeutet, daß die Elektronen bei stromlosem Diodenbetrieb nie, die Ionen dagegen immer eine Drift besitzen, so stark auch der Ionenüberschuß am Emitter sein mag.

Der Zusammenhang zwischen Plasmadichte n_p und Ionensättigungsstromdichte $e \cdot j_{is}$, die etwa mit einer Langmuirsonde gemessen werde, ist dann

$$\frac{n_p}{j_{is}} = \sqrt{\frac{2\pi m_i}{kT}} \cdot \frac{\exp(\epsilon_d) [1 - E(\epsilon_d)]}{2} = \frac{1}{K} \cdot \sqrt{\frac{2\pi m_i}{kT}}$$

mit

$$E(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\sqrt{x}} e^{-t^2} dt$$

im Gegensatz zum Fall einer beidseitig voll ausgebildeten Maxwell-
schen Geschwindigkeitsverteilung, für die

$$\frac{n_p}{j_{is}} \Big|_{\text{MAXWELL}} = \sqrt{\frac{2\pi m_i}{kT}}$$

gilt. Der Korrekturfaktor

$$K = \frac{2}{\exp(\epsilon_d) [1 - E(\epsilon_d)]}$$

ist in Abb. 12 mit eingezeichnet. Es ist damit gezeigt, daß die
Maxwelldichte unter Floatingbedingungen mindestens um Faktor 3 zu
hoch ist.

Diese Feststellung wird bestätigt durch die Messungen von LEVINE et
al. ⁴¹⁾: In einer Q-Maschine im Ein-Emitter-Betrieb haben sie ge-
funden, daß die Plasmadichte, wie sie üblicherweise aus dem Ionen-
sättigungsstrom berechnet wird, um Faktor 2 - 3 gegenüber der nach
anderen Methoden bestimmten Dichte zu hoch ist.

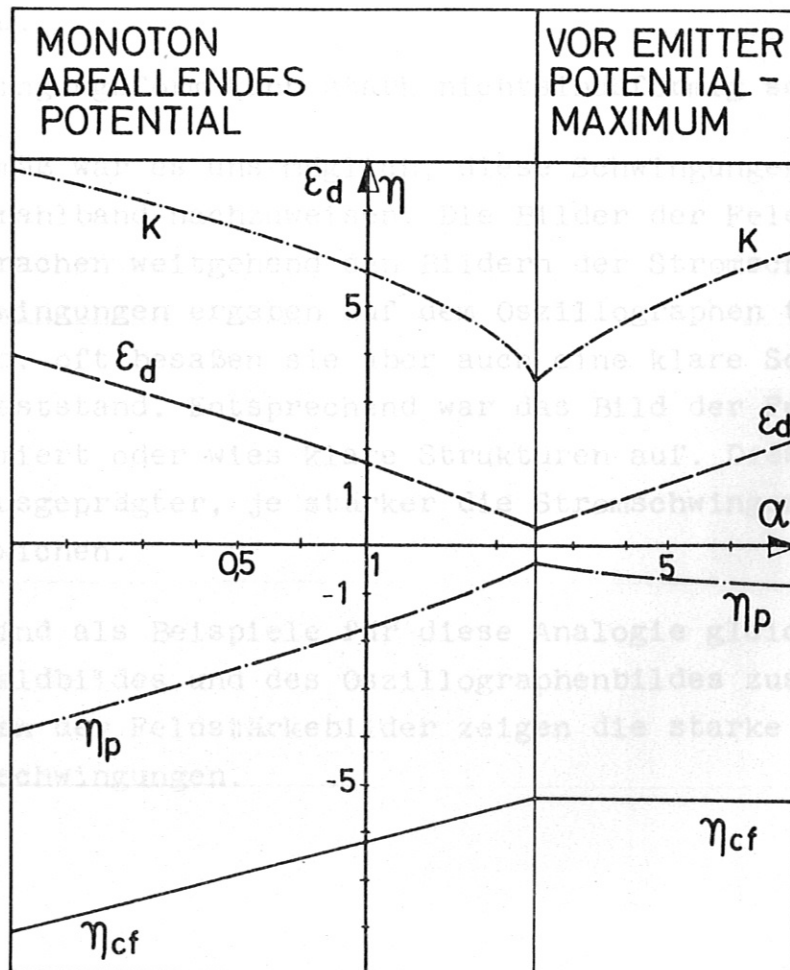


ABB.12 STROMLOSE DIODE (ERKLÄRUNG SIEHE TEXT)

3. Schwingungen in der Diode

3.1. Experimentelle Ergebnisse

Über starke Schwingungen des Diodenstroms wurde in der Literatur schon so häufig berichtet^{2), 5), 42-47)}, daß unsere Meßergebnisse nicht detailliert geschildert zu werden brauchen. Die in der Literatur genannten Charakteristika dieser Stromschwingungen wurden von uns bestätigt:

- 1) Die Schwingungen treten nur auf, wenn der Neutralisationsparameter $\alpha = n_{i0}/n_{e0}$ größer als etwa 0,5 ist.
- 2) Bei wachsender Kollektorspannung setzen die Schwingungen erst dann ein, wenn der Elektronensättigungsstrom erreicht ist. Gleichzeitig beginnt die Stromstärke meistens wieder zurückzugehen.
- 3) Die Periode der Schwingungen liegt in der Größenordnung der Laufzeit der Ionen durch die Diode.
- 4) Mit wachsender Kollektorspannung nimmt die Frequenz der Schwingungen zu.
- 5) Die Schwingungsform kann stark nichtsinusförmig sein.

Erwartungsgemäß war es uns möglich, diese Schwingungen auch mit dem Elektronenstrahlband nachzuweisen. Die Bilder der Feldstärkeschwingungen entsprachen weitgehend den Bildern der Stromschwingungen. Die Stromschwingungen ergaben auf dem Oszillographen teilweise ein diffuses Bild, oft besaßen sie aber auch eine klare Schwingungsform, deren Bild feststand. Entsprechend war das Bild der Feldstärke entweder verschmiert oder wies klare Strukturen auf. Diese Strukturen waren umso ausgeprägter, je stärker die Stromschwingungen von einer Sinusform abwichen.

In Abb. 13 sind als Beispiele für diese Analogie gleichzeitige Aufnahmen des Feldebildes und des Oszillographenbildes zusammengestellt. Die Strukturen der Feldstärkebilder zeigen die starke Nichtlinearität der Feldschwingungen.

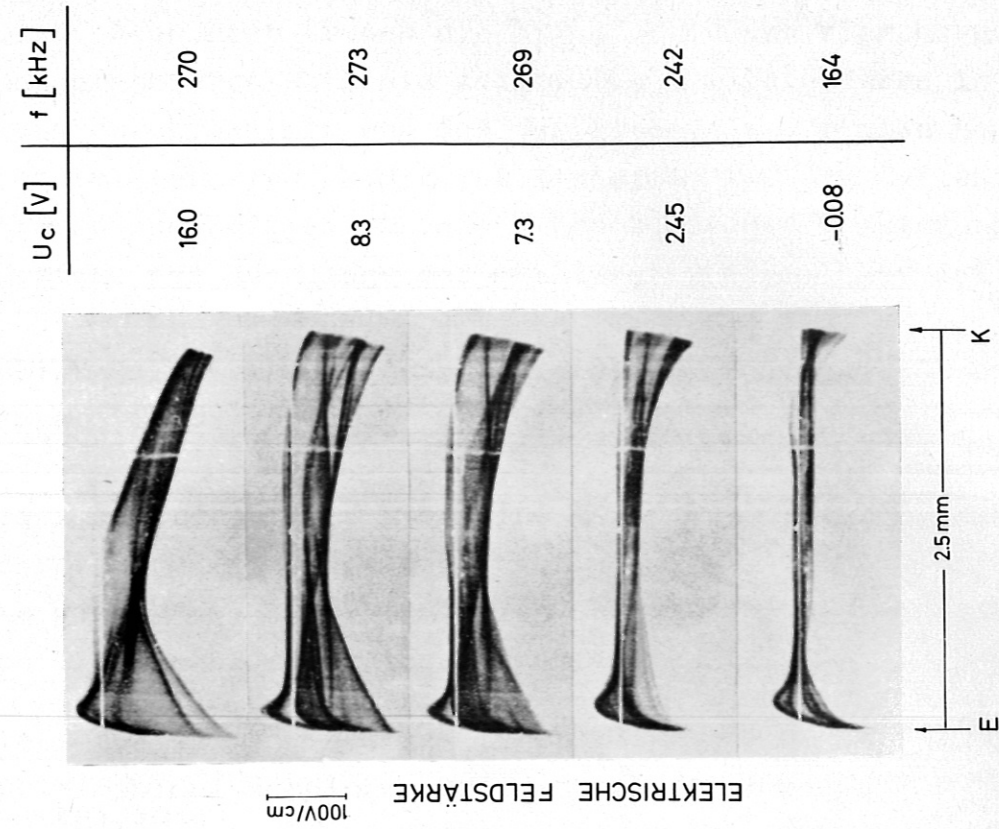


ABB.14 FELDSTÄRKESCHWINGUNGEN
 FÜR $\alpha = 10, n = 5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}, T_{EM} = 1970^\circ \text{ K}$

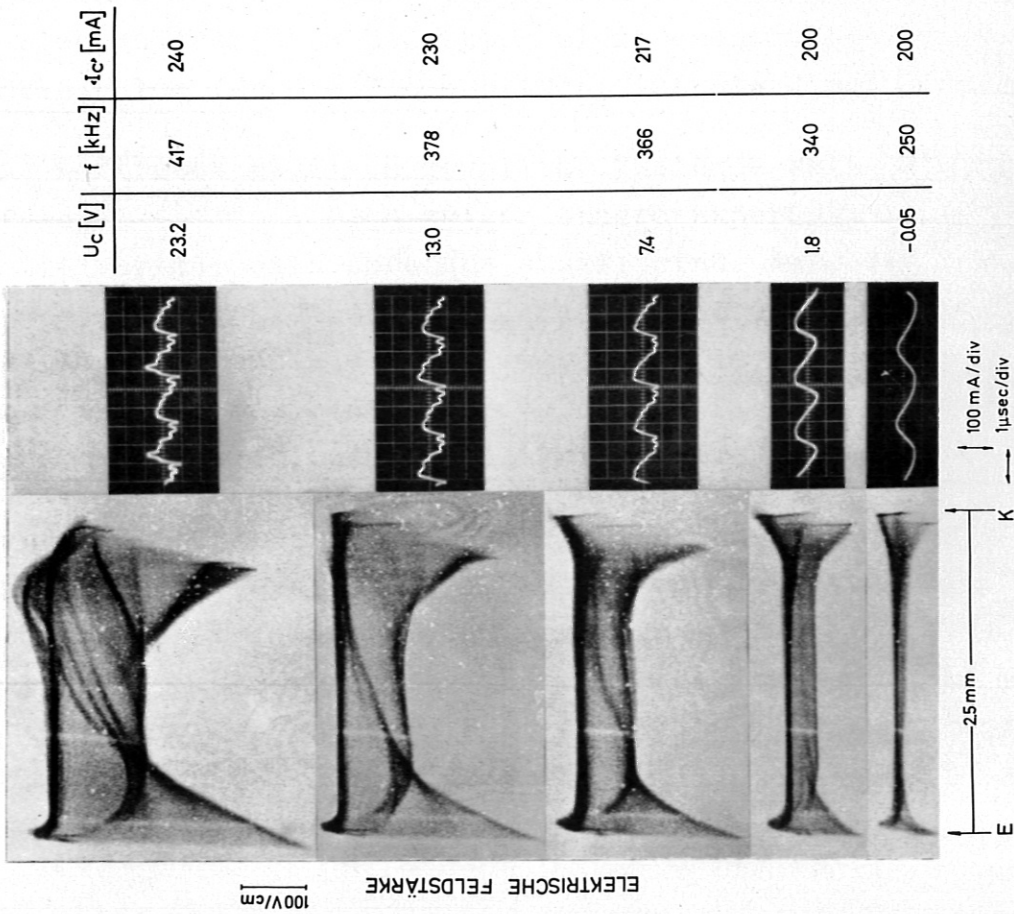


ABB.13 SCHWINGUNGEN DER FELDSTÄRKE (LINKS)
 UND DES DIODENSTROMS
 FÜR $\alpha = 5, n = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}, T_{EM} = 2200^\circ \text{ K}$

In Abb. 14 ist ein weiterer Satz von Schwingungsbildern zusammengestellt. Auch hier treten die Strukturen sehr klar heraus. Die mitphotographierte Nulllinie zeigt, daß die Feldstärke in Gegenrichtung durchschwingt und daß das Potential momentan negativer als der Emitter wird. Damit ist bewiesen, daß die Reflexion von Elektronen zum Emitter während eines Teils der Schwingungsperiode die Ursache des Rückgangs des mittleren Gleichstroms ist.

3.2. Diskussion verschiedener Theorien

Stabilitätskriterium

In der Literatur findet sich eine ganze Reihe von Theorien für die Entstehung der Diodenschwingungen. Auf Grund der in unserer Arbeit gewonnenen experimentellen und theoretischen Ergebnisse sollen die wichtigsten dieser Theorien kritisch betrachtet werden:

1) Die Ionen sollen in einem durch Elektronenüberschuß gebildeten Potentialminimum schwingen und dadurch den Elektronenstrom modulieren^{48),49)}. Nun treten die Schwingungen aber nur bei Ionenüberschuß (oder zumindest wenn $\alpha > 0,5$ ist) und positivem Kollektorpotential auf. Unter diesen Bedingungen existiert aber nach unserer Theorie kein Potentialminimum vor dem Emitter (vgl. Abb. 3). Wenn sich andererseits bei stark elektronenreicher Emission eine Potentialmulde für die Ionen bildet, ist die Diode stabil.

2) Das Auftreten räumlich gewellter Zustände soll Schwingungen verursachen^{32),37)}, doch zeigen unsere Experimente, daß gewellte Potentialverteilungen durchaus stabil sind. Außerdem ist nach Abb. 3 der Bereich dieser gewellten Potentiale in Richtung positiver Kollektorpotentiale stark begrenzt. Die zeitlichen Schwingungen müßten also von einer bestimmten positiven Kollektorspannung an einfach aufhören, und das ist nicht der Fall.

3) Aus der Bedingung ionenreicher Emission und der damit verbundenen Elektronendrift wurde auf eine Zweistrominstabilität geschlossen, bei der Ionenwellen angeregt würden^{45),50),51)}. Diese Instabilität müßte dann aber auch bei elektronenreicher Emission auftreten, da nach unserer Theorie auch hier eine Elektronendrift besteht, sofern nur das Kollektorpotential positiv ist. Hier aber sind die Verhältnisse stabil.

4) Wegen des Rückgangs der mittleren Diodenstromstärke beim Eintritt der Schwingungen wurden diese Schwingungen für die Folge eines negativen Widerstandes der Diode angesehen ⁵²⁾. Die statische Theorie jedoch ergibt keinen negativen Widerstand.

5) Als Folge des großen Massenunterschieds von Ionen und Elektronen reagiert die räumliche Verteilung der Elektronendichte wesentlich schneller auf eine Störung als die Verteilung der Ionendichte. Nach NORRIS ⁵⁾ und BURGER ⁶⁾ soll nun die zeitunabhängige Boltzmann-Gleichung zusammen mit der Poisson-Gleichung unter Umständen Lösungen ergeben, bei denen die Elektronendichteverteilung instabil ist, wenn die Verteilung der Ionendichte festgehalten wird.

Die durch die Instabilität ausgelösten Schwingungen sind nach NORRIS und BURGER charakterisiert durch den Wechsel von Änderungen der Elektronendichteverteilung bei annähernd unveränderter Ionendichteverteilung und anschließenden Änderungen der Ionendichteverteilung. Insgesamt wird diese Schwingung stark nichtlinear. Ihre Periode muß in der Größenordnung der Ionenflugzeit liegen.

BURGER berechnete für typisch instabile Fälle mit Hilfe einer Computer-Simulations-Technik Potentialverteilung und Diodenstrom als Funktion der Zeit und fand eine gute Übereinstimmung mit seinen Experimenten ⁴⁷⁾. Er konnte auf Grund seiner Theorie aber nicht angeben, warum und wann die Diode instabil ist.

Demgegenüber gab NORRIS ein Stabilitätskriterium an, das jedoch schwer anwendbar ist und in jedem Einzelfall umfangreiche numerische Rechnungen erfordert. Typisch für die Unhandlichkeit seines Kriteriums ist, daß NORRIS Beispiele für stabile und instabile Potentialverteilungen angibt, die in genauem Gegensatz zum Experiment stehen.

Die Frage, in welchen Fällen die statische Lösung instabil ist, muß daher noch besonders untersucht werden. Hierzu betrachten wir in Abb. 15 vier typische Fälle der statischen, selbstkonsistenten Potential- und Trägerdichteverteilung, wie sie sich nach unserer Theorie ergeben.

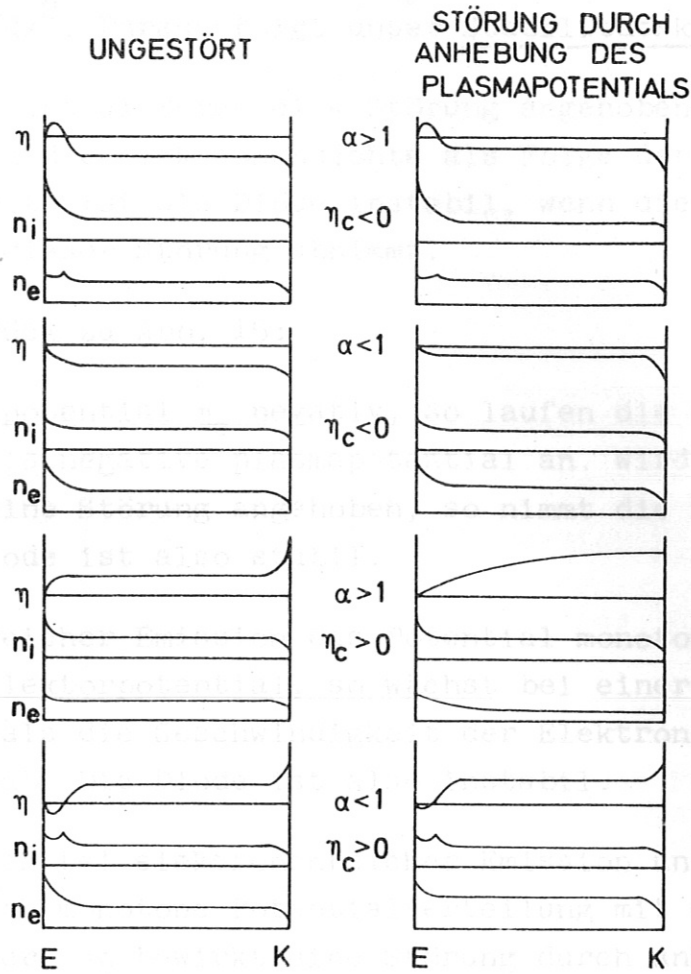


ABB.15 SELBSTKONSISTENTE UND GESTÖRTE
POTENTIAL-UND TRÄGERDICHTEVER-
TEILUNG

Der Gedankengang ist folgender:

- 1) Wir denken uns eine sinusförmige Störung U_1 des Plasma- dem potentials. Speziell sei $U_1 > 0$, also $d^2U_1/dx^2 < 0$.
- 2) Wir untersuchen die Reaktion der Elektronendichteverteilung bei festgehaltener Verteilung der Ionendichte. Die Änderung der Elektronendichte sei n_{e2} .
- 3) Nach der eindimensionalen Poissongleichung gilt für die Änderung U_2 des Potentials als Folge der Änderung der Elektronendichte

$$\frac{d^2U_2}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} \cdot n_{e2} \quad .$$

Die Störung wird unterstützt, wenn d^2U_2/dx^2 das gleiche Vorzeichen besitzt wie d^2U_1/dx^2 . Daraus folgt unser Stabilitätskriterium:

Wird das Plasmapotential durch eine Störung angehoben, so ist die Diode stabil, wenn die Elektronendichte als Folge der Störung wächst. Andererseits ist die Diode instabil, wenn die Elektronendichte als Folge dieser Störung abnimmt.

Gehen wir nun zurück zu Abb. 15:

Ist das Kollektorpotential η_c negativ, so laufen die Elektronen gegen das ebenfalls negative plasmapotential an. Wird das Plasmapotential durch eine Störung angehoben, so nimmt die Elektronendichte zu, die Diode ist also stabil.

Wächst bei ionenreicher Emission das Potential monoton bis zu einem positiven Kollektorpotential, so wächst bei einer Anhebung des Plasmapotentials die Geschwindigkeit der Elektronen, ihre Anzahldichte nimmt ab. Die Diode ist also instabil.

Besteht schließlich bei elektronenreicher Emission und positivem Kollektor eine nichtmonotone Potentialverteilung mit einem Minimum vor dem Emitter, so bewirkt eine Störung durch Anhebung des Raumpotentials zwei entgegengesetzte Effekte in Bezug auf die Änderung der Elektronendichte: Eine Erhöhung der Elektronengeschwindigkeit, aber auch eine Erhöhung der Elektronenstromdichte. Wegen der exponentiellen Zunahme der Elektronenstromdichte mit der Verringerung der Tiefe des Potentialminimums wird insgesamt die Anzahldichte der Elektronen erhöht, die Diode ist stabil.

Unser Stabilitätskriterium ergibt also in Übereinstimmung mit dem Experiment, daß die Diode instabil ist bei elektronenarmer Emission und gleichzeitigem Elektronenentzug am Kollektor.

14) T. Harris Phil. Mag. 29, 132 (1915)

15) A.E.M. Geddes Proc. Royal Soc. (Edinburgh) 46, 136 (1926)

16) R.P. Sina Phys. Rev. 99, 134 (1953)

LITERATURVERZEICHNIS

- 1) I. Langmuir
K.H. Kingdon Proc. Royal Soc. (London) A 107, 61 (1925)
- 2) J.B. Moreau Proc. Seventh Int. Conf. on Phen. in Ionized Gases, Belgrade 1965
- 3) N.D. Morgulis
YU.P. Korchevoi Sov. Phys.-Techn. Phys. 9, 723 (1964)
- 4) R.H. Bullis
W.J. Wiegand "Plasma Properties in a Thermionic Converter", 24th Annual Conf. on Phys. Electronics, MIT, March 1964
- 5) W.T. Norris "A Study of the Plasma Boundary", Microwave Journal of Applied Physics 35, 3260 (1964)
- 6) P. Burger Journal of Applied Physics 36, 1938 (1965)
- 7) W. Ott IPP-Laborbericht in Vorbereitung
- 8) E. Guilino Vortrag Frühjahrstagung des Fachausschusses Gasentladungs- und Plasmaphysik der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Bad Nauheim 1963
- 9) K. Maischberger
A. Steinhausen Elektronik 14, No. 3 (März 1965)
- 10) J.J. Thomson Proc. Cambridge Phil. Soc. 15, 70 (1909)
- 11) F.W. Aston Proc. Royal Soc. (London) A 84, 526 (1911)
- 12) D. Gabor
E.A. Ash
D. Dracott Nature 176, 916 (1955)
- 13) G.v.Gierke
W. Ott
F. Schwirzke Proc. Fifth Int. Conf. on Phen. in Ionized Gases, Munich 1961, (II, 1412, North Holland Publ. Co., Amsterdam)
- 14) T. Harris Phil. Mag. 29, 182 (1915)
- 15) A.E.M. Geddes Proc. Royal Soc. (Edinburgh) 46, 136 (1926)
- 16) R.P. Steinere Phys. Rev. 89, 134 (1953)
- 34) M.I. Kaganov
B.Ya. Kucherov
L.E. Rikenglaz Sov. Phys.-Techn. Phys. 6, 420 (1961)

- 17) P.F. Little
A.v.Engel Proc. Royal Soc. (London) A 224, 209
(1954)
- 18) M.v.Ardenne
S. Schiller
H. Westmeyer Exper. Tech. Phys. 6, 49 (1958)
- 19) W. Ott Z. Naturf. 17a, 962 (1962)
- 20) H. Wiedemann Diplomarbeit, II. Phys. Inst. Universität
München (1963) (unveröffentlicht)
- 21) F.W. Crawford
A.B. Cannara Microwave Lab. Rep. No. 1261 (Nov. 1964),
Stanford University, Stanford, Calif.
- 22) R.S. Harp "A Study of the Plasma Boundary", Microwave
Lab. Rep. No. 1175 (June 1964), Stanford
University, Stanford, Calif.
- 23) R.W. Warren Rev. Sci. Instr. 26, 765 (1955)
- 24) J. Lucas J. Sci. Instr. 40, 481 (1963)
- 25) Solnzev
Porochin
Tschistjakova Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 23, 1026
(1959)
- 26) A. Garscadden
K.G. Emeleus J. Electronics Control 9, 473 (1960)
- 27) A.B. Cannara
F.W. Crawford Microwave Lab. Rep. No. 1259 (Nov. 1964),
Stanford University, Stanford, Calif.
- 28) W. Ott Diplomarbeit, MPI f. Physik und Astrophysik,
München (1961)
- 29) D.G. Dow Journal of Applied Physics 34, 2395 (1963)
- 30) W. Ott Proc. Seventh Int. Conf. on Phen. in Ionized
Gases, Belgrade 1965
- 31) I. Langmuir Phys. Rev. 21, 419 (1923)
Phys. Rev. 33, 954 (1929)
- 32) P.L. Auer Journal of Applied Physics 31, 2096 (1960)
- 33) R.G. McIntyre Journal of Applied Physics 33, 2485 (1962)
- 34) M.I. Kaganov
R.Ya. Kucherov
L.E. Rikenglaz Sov. Phys.-Techn. Phys. 6, 420 (1961)

- 35) K.G. Hernqvist
F.M. Johnson Advanced Energy Conversion 2, 601
(1962)
- 36) R.N. Franklin J. Electronics and Control 9, 385
(1960)
- 37) S.A. Maev Sov. Phys.-Techn. Phys. 8, 842 (1964)
- 38) R.Ya. Kucherov
L.E. Rikenglaz Sov. Phys.-Techn. Phys. 7, 941 (1963)
- 39) R.Ya. Kucherov
Yu.A. Shuander Sov. Phys.-Techn. Phys. 9, 50 (1964)
- 40) F.G. Baksht Sov. Phys.-Techn. Phys. 9, 713 (1964)
- 41) A.M. Levine private Mitteilung
A.M. Levine MATT-369 (July 1965), Plasma Physics
A.F. Kuckes Lab., Princeton University, Princeton, N.J.
A. Skislak
- 42) J.M. Houston Rep. Twenty-Second Annual Conf. on
Phys. Electronics (Technology Press,
Cambridge, Mass. 1962), p. 92
- 43) R.J. Zollweg
M. Gottlieb Proc. IEEE 51, 754 (1963)
- 44) R.C. Knechtli
J.Y. Wada "Cesium Plasma Studies for Thermionic
Energy Conversion", Final Rep., (June
1962) Hughes Research Lab., Malibu,
Calif.
- 45) J.S. Chivian Journal Applied Physics 35, 302 (1964)
- 46) V.Ya. Karakhanov
D.G. Tatishvili Radiotekhnika I Elektronika 9, 138
(1964)
Engl. Übers. in Radio Eng. Electronic
Phys. 9, 108 (1964)
- 47) W.H. Cutler
P. Burger "Oscillations in the Thermal Cesium
Plasma Diode", submitted for publication
to Journal of Applied Physics
- 48) M.D. Gabovich
G.S. Kirichenko Sov. Phys.-Techn. Phys. 7, 1015 (1963)
- 49) K.P. Luke
F.E. Jamerson Journal of Applied Physics 32, 321 (1961)

- 50) N.D'Angelo Physics of Fluids 4, 1054 (1961)
- 51) I.P. Stakhanov Sov. Phys.-Techn. Phys. 10, 100 (1965)
A.S. Stepanov
- 52) R.C. Knechtli "Cesium Plasma Studies for Thermionic
J.Y. Wada Energy Conversion" (April 1962)
- 53) R.G. McIntyre Proc. IEEE 51, 760 (1963)

Herrn Dr. von Gierke und Herrn Dr. Müller gilt mein Dank für die Betreuung und Unterstützung, die sie mir während der Anfertigung dieser Arbeit widmeten.

Herrn Dr. Blauth bin ich für seine kritische Durchsicht der Arbeit sehr verpflichtet.

Herrn Konrad danke ich für seinen beständigen Einsatz beim Aufbau der Apparatur und ihrer laufenden technischen Betreuung und Fräulein H. Clausing für ihre geduldige Programmierung der numerischen Rechnungen.