

Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

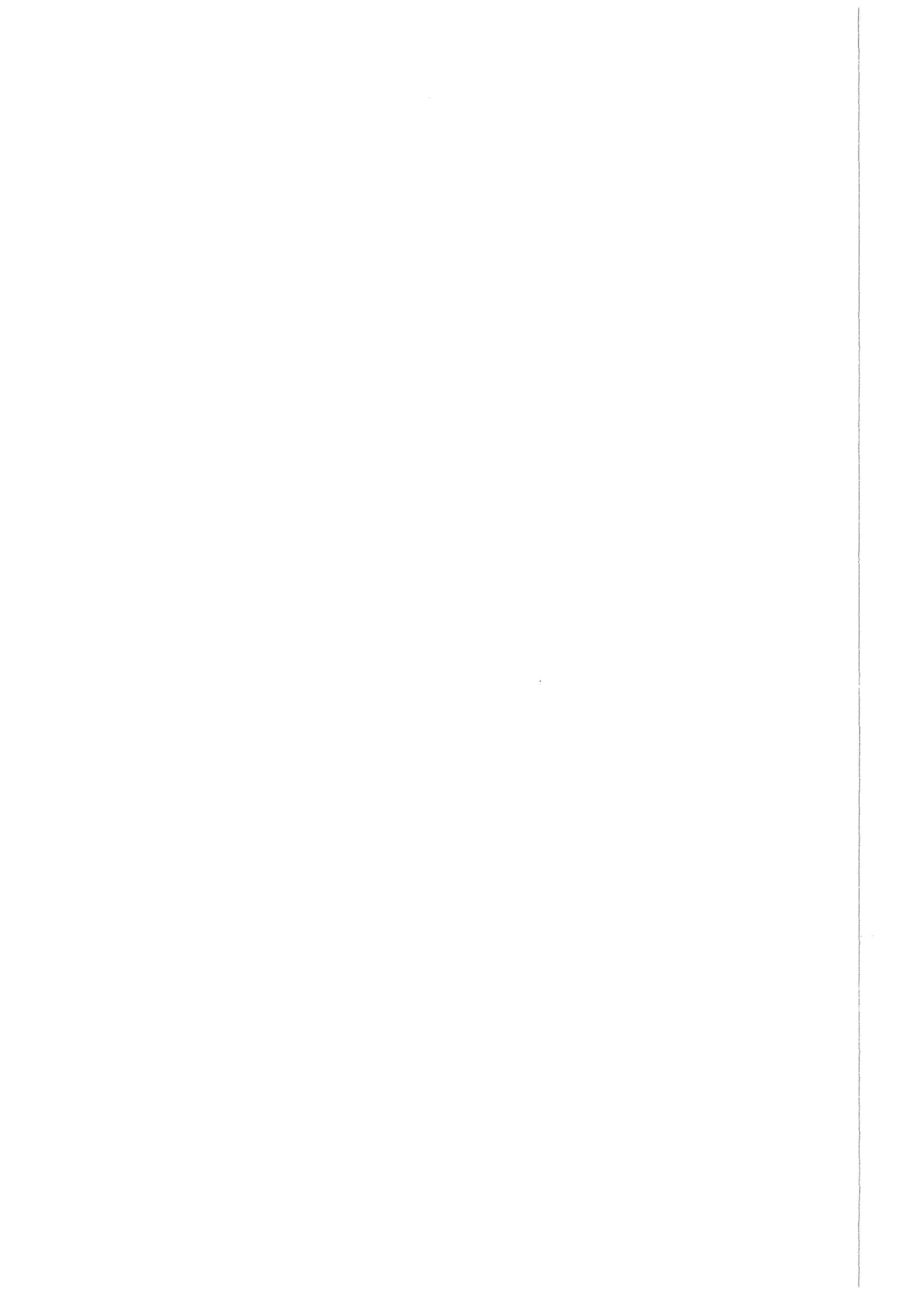
Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6293

**Messung der Elektronendichte
im Beschleunigungsspalt von
Hochleistungsdioden mit
Hilfe eines hochempfindlichen
Zweiwellenlängen-Dispersions-
Interferometers**

V. Licht

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

April 1999



Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6293

**Messung der Elektronendichte
im Beschleunigungsspalt von
Hochleistungsdioden
mit Hilfe eines hochempfindlichen
Zweiwellenlängen-
Dispersions-Interferometers**

Valentin Licht

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1999

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor
Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe
Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)
ISSN 0947-8620

Messung der Elektronendichte im Beschleunigungsspalt von Hochleistungsdioden mit Hilfe eines hochempfindlichen Zweiwellenlängen-Dispersions-Interferometers

Zusammenfassung

Mit den Ionendioden an KALIF werden fokussierte Protonenstrahlen mit Strahlleistungsdichten bis zu 1 TW/cm^2 erzeugt. Die Beschleunigung der Ionen erfolgt im Diodenspalt zwischen dem Anodenplasma und der virtuellen Kathode, die in einer Elektronenschicht gebildet wird. Die Teilchendichten und Feldstärken innerhalb des Diodenspalts sind die wesentlichen Parameter, die die Eigenschaften der Ionendioden bestimmen.

Die Zielsetzung dieser Arbeit war die erstmalige zeitabhängige Messung der Elektronendichte im Diodenspalt. Aufgrund der experimentellen Schwierigkeiten wurde dafür ein Zweiwellenlängen-Dispersions-Interferometer entwickelt, das sich durch seine Stabilität hinsichtlich mechanischer Schwingungen und thermischer Ausdehnung von optischen Elementen auszeichnet. Die erzielte Empfindlichkeit von $1 \cdot 10^{13}\text{ cm}^{-2}$ war ausreichend, um die Elektronenschicht mit einer zeitlichen Auflösung von etwa 1 ns zu untersuchen.

Bei der B_0 -Diode hat sich gezeigt, daß die Elektronendichte während der Erzeugung des Ionenstrahls vernachlässigbar klein ist und die Ionenstromdichte demnach durch das Child-Langmuirsche Gesetz beschrieben wird. Davon ausgehend wurde die Ionendichte im Fokus des Strahls berechnet und mit der Elektronendichte, die dort mit dem Interferometer gemessen wurde, verglichen. Es zeigte sich, daß die Dichten von Ionen und Elektronen während der Hauptphase des Impulses nahezu identisch sind und der Protonenstrahl ladungsneutral ist.

Bei der B_{appl} -Diode ist die Elektronenschicht von größerer Bedeutung. Die Elektronendichte wächst gleichzeitig mit dem Ionenstrom an und ändert ihren Wert während der Hauptphase des Impulses nur wenig. Die räumliche Dichteverteilung ist dabei näherungsweise homogen. Dies entspricht den Voraussetzungen des Diodenmodells von Desjarlais, und es konnte gezeigt werden, daß die Ergebnisse des Modells mit den Meßwerten gut übereinstimmen. Am Ende des Impulses ist ein starkes Anwachsen der Elektronendichte zu beobachten. Eine Erklärung dafür kann das Eindringen des diamagnetischen Feldes in das Anodenplasma sein, denn nach der Hauptphase des Impulses wird das diamagnetische Feld im Diodenspalt schwächer, so daß der magnetische Druck innerhalb des Plasmas zu einer schnellen Expansion und damit zu einer raschen Zunahme der Elektronendichte im Diodenspalt führen kann.

Measurement of Electron Density in the Acceleration Gap of High Power Ion Diodes with the Help of a Sensitive Two-Wavelength Dispersion Interferometer

Abstract

The ion diodes at KALIF generate focused proton beams with power densities up to 1 TW/cm^2 . The acceleration of the beam occurs in the diode gap between the ion emitting anode plasma and the virtual cathode which lies in a sheath of electrons. The particle densities and field strengths in this gap are the main parameters determining the physics of the ion diodes.

The aim of this thesis was to measure for the first time the electron density in the diode gap with high spatial and temporal resolution. Because of the hostile environment at the high voltage pulse generator a two-wavelength dispersion interferometer of high stability with respect to mechanical vibration and thermal expansion of optical elements had to be developed. The achieved sensitivity of about $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ was sufficient to observe the electron sheath density with a time resolution of about 1 ns.

The investigation of the B_0 -diode has shown that the electron density inside the gap is negligibly small during ion beam generation. This means that the ion current density obeys the classical Child-Langmuir law. The ion density in the focus of the beam was calculated and it was compared with the electron density measured with the interferometer. Both ion and electron density are nearly equal during peak power of the pulse indicating a charge neutralized proton beam.

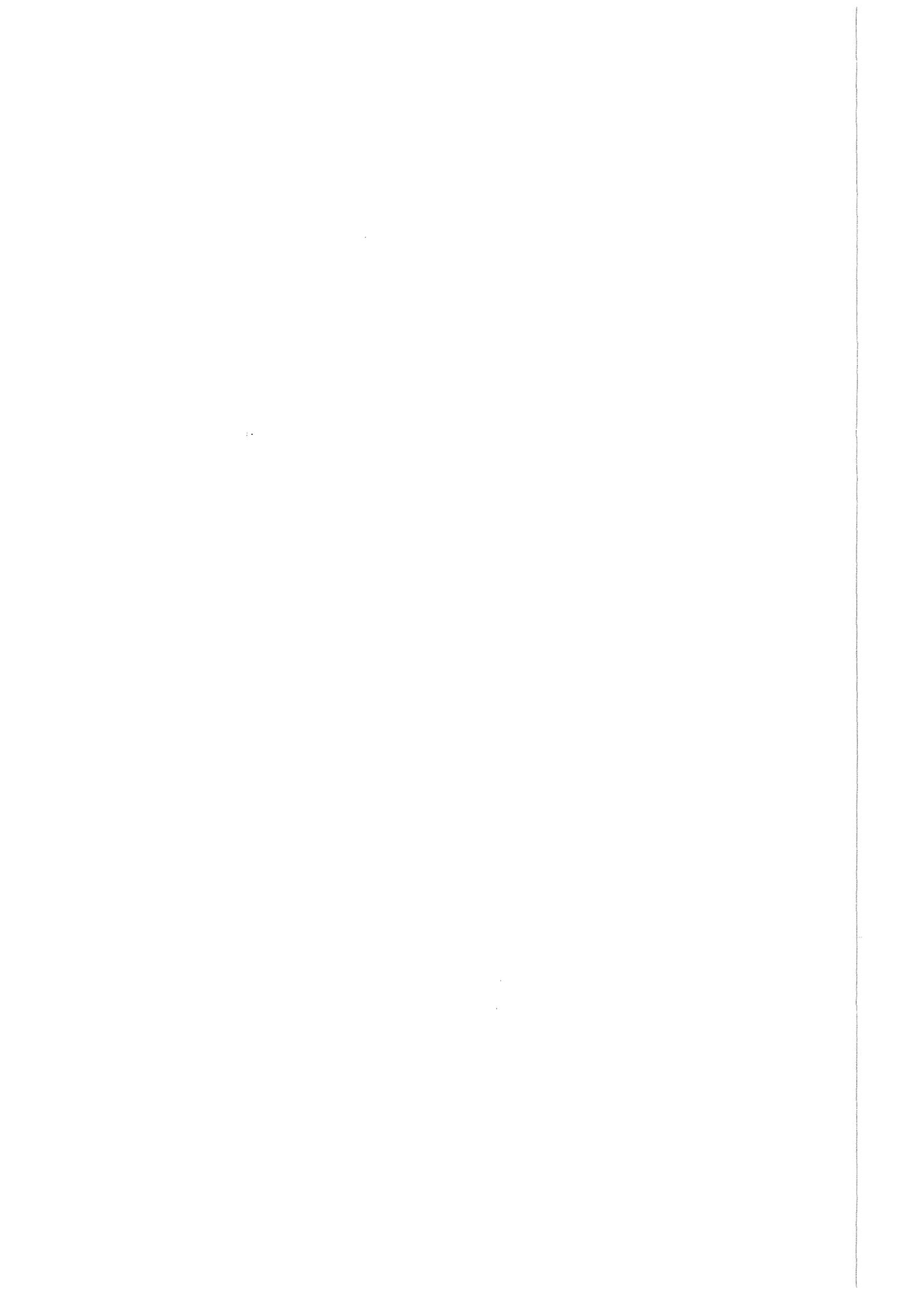
The electron sheath inside the B_{appl} -diode is of greater importance. The electron density rises simultaneously with the ion current and reaches a nearly constant value during peak power of the pulse. The density distribution across the gap is homogeneous which agrees with the assumptions of the theoretical diode model by Desjarlais. This model proved to be compatible with the measured values. At the end of the pulse the density rises to much higher values. The reason for this may be the diamagnetic field which penetrates the anode plasma. After peak power, when the diamagnetic field in the acceleration gap decays, the magnetic pressure inside the plasma can lead to its fast acceleration and affect the density increase in the gap.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	5
1.1	Konzepte und Anwendungen der Ionenstrahlerzeugung an KALIF	5
1.2	Der Impulsgenerator	7
1.3	Hochleistungsdioden	10
1.3.1	Die B_{Θ} -Diode	12
1.3.2	Die B_{appl} -Diode	14
1.4	Problemstellung und Meßvorhaben	16
2	Aufbau und Eigenschaften des Dispersionsinterferometers	18
2.1	Die Dispersionsrelation für ein Plasma	18
2.2	Die Funktionsweise des Dispersionsinterferometers	20
2.3	Frequenzverdopplung mit KTP-Kristallen	23
2.4	Experimenteller Aufbau	27
2.4.1	Das Lasersystem	27
2.4.2	Das Interferometer	30
2.4.3	Der Differenzdetektor	31
2.5	Meßdatenaufnahme	32
2.6	Beschränkung des Auflösungsvermögens	35
2.7	Das räumliche Auflösungsvermögen	38
3	Testmessungen mit dem Dispersionsinterferometer	40
3.1	Die Dispersion von Luft als Funktion des Drucks	40
3.2	Elektronendichtemessung an einem Plasmagenerator	43
4	Untersuchung der B_{Θ}-Diode	48
4.1	Beschreibung der Experimente	48

4.2	Meßergebnisse	51
4.2.1	Expansion des Anodenplasmas in den Diodenspalt	52
4.2.2	Elektronenschicht vor dem Anodenplasma	53
4.2.3	Elektronendichte und Plasmaentwicklung während des Hauptimpulses	57
4.2.4	Elektronendichte im Fokus des Protonenstrahls	60
4.3	Zusammenfassung: Schlußfolgerungen für die Funktionsweise der B_{\ominus} -Diode	65
5	Untersuchung der B_{appl}-Diode	67
5.1	Beschreibung der Experimente	67
5.2	Meßergebnisse	69
5.2.1	Zeitliche Entwicklung der Elektronendichte im Diodenspalt der B_{appl} -Diode	69
5.2.2	Elektronendichte am Rand des Anodenplasmas	72
5.2.3	Räumliches Profil der Elektronenschicht	74
5.3	Vergleich der Meßergebnisse mit dem Diodenmodell von Desjarlais .	76
5.3.1	Das Modell einer magnetisch isolierten Ionendiode	76
5.3.2	Anwendung des Diodenmodells auf die B_{appl} -Diode	80
5.4	Diskussion der Meßergebnisse	82
5.4.1	Dynamik der virtuellen Kathode	82
5.4.2	Maximale Driftgeschwindigkeit in der Elektronenschicht . . .	84
5.4.3	Magnetfeld und magnetischer Fluß im Diodenspalt	85
6	Zusammenfassung	90
	Anhang	93
A	Abschätzung der Elektronendichte im Diodenspalt	93

B	Bestimmungsgleichungen einiger Parameter von KTP-Kristallen	94
C	Drehung der Polarisierung mit $\lambda/2$-Plättchen	97
D	Berechnung der Protonendichte im Fokus der B_{\ominus}-Diode	98
	Literaturverzeichnis	101



1 Einführung

1.1 Konzepte und Anwendungen der Ionenstrahlerzeugung an KALIF

An KALIF (Karlsruhe Light Ion Facility) werden Protonenstrahlen sehr hoher Intensität erzeugt. Von einem kapazitiven elektrischen Energiespeicher geht ein Hochspannungsimpuls aus, dessen Leistungsdichte durch zeitliche und räumliche Kompression in mehreren Schritten immer weiter erhöht wird. Am Ende dieser Pulsformung steht eine Ionendiode, in der mit Hilfe des Hochspannungsimpulses Protonen erzeugt, beschleunigt und extrahiert werden — es entsteht ein Ionenstrahl. Durch Fokussierung dieses Ionenstrahls auf einen Fleck mit einem Durchmesser von etwa 0.8cm erreicht man schließlich eine Intensität von bis zu 1 TW/cm^2 (siehe Abbildung 1.1). Entsprechend der Diodenspannung von $< 1.7\text{ MV}$ liegt die Teilchenenergie der einfach geladenen Protonen bei 1.7 MeV , wobei der Ionenstrom bis zu 500 kA anwächst. Die Pulsdauer der Ionenstrahlen beträgt etwa 60 ns .

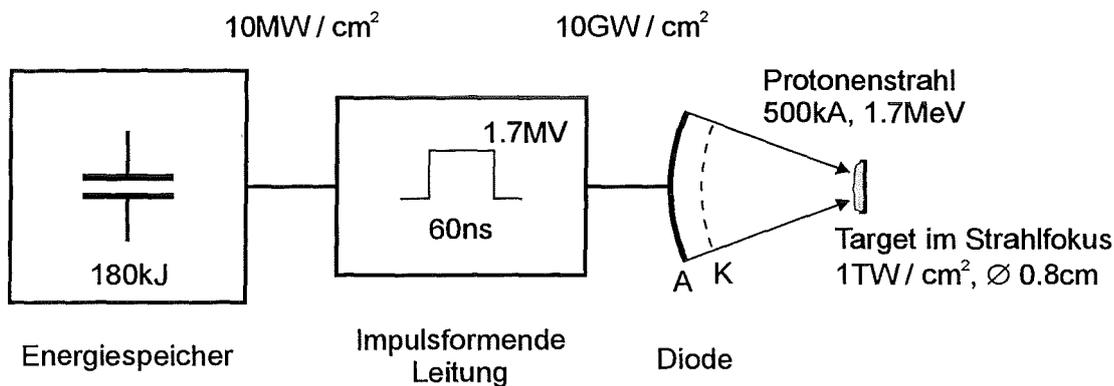


Abbildung 1.1 Schematische Darstellung der Ionenstrahlerzeugung an der KALIF-Anlage.

Die KALIF-Anlage wurde im Jahr 1983 in Betrieb genommen. Seitdem lagen die Arbeitsschwerpunkte im wesentlichen in zwei Teilbereichen. Zum einen wurde die Wechselwirkung der intensiven Protonenstrahlen mit Festkörpermaterie untersucht, zum anderen wurde versucht, die Ionenstrahlerzeugung selbst besser zu verstehen und fortzuentwickeln.

Die Erzeugung von Ionenstrahlen mit hoher Qualität hat zum Ziel, eine möglichst große Intensität im Strahlfokus und eine möglichst effektive Energiedeposition in

bestrahlter Targetmaterie zu erreichen. Die Qualität des Ionenstrahls wird dabei durch die Strahldivergenz, die Zusammensetzung des Ionenstrahls und die Energieverteilung der Ionen im Strahl charakterisiert. Die Strahldivergenz wird durch den Öffnungswinkel θ jedes Strahlbündels, das von der Ionendiode ausgeht, beschrieben. Für einen homogenen Ionenstrahl ist die Leistungsdichte im Fokus proportional zu θ^{-2} . Daraus wird ersichtlich, daß die Intensität im Fokus empfindlich von der Strahldivergenz abhängt. Für die Energiedeposition in bestrahlter Targetmaterie spielt die Strahlzusammensetzung und die Energieverteilung im Strahl die entscheidende Rolle. Da die Reichweite der Ionen im Target sowohl von der Ionensorte — also Ladung und Masse der Ionen — als auch von der Ionenenergie abhängt, führt eine Verunreinigung des Strahls und eine Verbreiterung des Energiespektrums im Strahl zu einer Abweichung von der angestrebten Energieverteilung im Target. Dies kann für bestimmte Anwendungen von Nachteil sein. Strahlreinheit und eine schmale Energieverteilung im Strahl sind also wichtig.

Die genannten Eigenschaften des Ionenstrahls werden durch die Prozesse in der Ionendiode während der Strahlerzeugung festgelegt. Für eine Verbesserung der Strahlqualität ist es deswegen unabdingbar, die Abläufe in der Ionendiode genau zu untersuchen und zu verstehen. Neben anderen Arbeiten, die in jüngster Zeit durchgeführt wurden [1, 2], ist auch diese Arbeit diesem Aufgabenbereich zuzuordnen.

Eine direkte Anwendung findet die Ionenstrahlerzeugung an KALIF bei der Untersuchung extremer, transientser Zustände, in die Festkörpermaterie durch Einwirkung der Ionenstrahlung versetzt wird. Die Untersuchung solcher Zustände ist von eigenem Interesse und gehört zur Grundlagenforschung. Anders als bei intensiver Laserstrahlung, die sich zwar besser fokussieren läßt, deren Energie aber nur in dünnen Oberflächenschichten absorbiert und zum Teil auch reflektiert wird, findet man bei Ionenstrahlen sehr viel günstigere Verhältnisse vor. Die Ionen dringen vollständig in das Target ein, so daß bei ausreichender Targetdicke eine vollständige Absorption der Strahlenergie stattfindet. Bei Teilchenenergien im 1 MeV-Bereich liegt die typische Reichweite von Ionen bei einigen $10\ \mu\text{m}$. Anders als bei der Einwirkung von Laserstrahlung hat man hier also eine volumenartige Energiedeposition. Andererseits ist die Ionenreichweite aber auch ausreichend klein, so daß große spezifische Leistungsdichten in Festkörpermaterie erreicht werden können.

Mit den Protonenstrahlen an KALIF werden spezifische Leistungsdichten bis zu $125\ \text{TW/g}$ im Target erreicht. Infolge dieser großen Energiezufuhr geht die Festkörpermaterie in den Zustand eines heißen und dichten Plasmas über. Die Temperatur erreicht dabei Werte in der Größenordnung von $10^5\ \text{K}$, und der Druck steigt bis auf $100\ \text{GPa}$. Aufgrund der Massenträgheit kann das Plasma nur langsam

expandieren, so daß die Plasmadichte anfangs der Festkörperdichte entspricht. Ist die Targetdicke größer als die Ionenreichweite, grenzt an das Plasma ein Gebiet kalter Festkörpermaterie. In dieses Gebiet breitet sich der Plasmadruck in Form einer Druckwelle aus. Insgesamt durchläuft das Target somit einen ganzen Bereich unterschiedlicher Zustände. Zur Untersuchung dieser Zustände werden an KALIF derzeit mehrere Methoden angewandt. So wird mittels Röntgenemissionsspektroskopie die Temperatur des Plasmas gemessen, und die Druckwellenausbreitung durch das Target wird mit Hilfe eines Dopplerinterferometers untersucht [3].

Ein zukünftiger Anwendungsbereich besteht in der Möglichkeit, Ionenstrahlen als Treiber für die Trägheitsfusion einzusetzen. Bei der Kernfusion verschmelzen zwei leichte Kerne in einer exothermen Reaktion zu einem schwereren Kern. Eine solche Reaktion kann nur stattfinden, wenn den Reaktionspartnern zunächst ausreichend Energie zugeführt wird, damit sie die Coulombbarriere, die zwischen den positiv geladenen Kernen besteht, überwinden können. Für eine positive Energiebilanz ist es dann notwendig, daß die Reaktionswärme die zugeführte Energie übersteigt. Eine Bedingung dafür ist das sogenannte Lawson-Kriterium: $n\tau < const.$ Dabei ist n die Dichte des Fusionsbrennstoffs, τ die Einschlußzeit und $const = 10^{16} \text{ s/cm}^3$ bei einer D–D Reaktion (bzw. 10^{14} s/cm^3 bei einer D–T Reaktion). Die Schwierigkeit besteht nun darin, trotz des hohen Drucks, der sich durch die zugeführte Energie und die Reaktionswärme aufbaut, die Dichte des Fusionsbrennstoffs während der Einschlußzeit aufrechtzuerhalten. Die Trägheitsfusion löst dieses Problem, indem der Fusionsbrennstoff durch seine eigene Massenträgheit zusammengehalten wird. Es zeigt sich, daß dies für die Dauer von etwa 1 ns möglich ist, wenn der Fusionsbrennstoff zuvor auf eine Dichte von etwa 10^{25} cm^{-3} (bzw. 10^{23} cm^{-3}) komprimiert wird. Um Fusionsbrennstoff in dieser Art zu verdichten und eine Fusionsreaktion zu zünden, könnte ein Pellet (Kügelchen mit Brennstofffüllung) homogen mit Ionenstrahlen beschossen werden. Dabei würde die notwendige Energie zugeführt, und durch den Rückstoß der expandierenden äußeren Schale würde der Fusionsbrennstoff im Innern des Pellets ausreichend stark komprimiert. Leider beinhaltet auch dieses Konzept für die Kernfusion so schwerwiegende Probleme, daß eine Verwirklichung fraglich erscheint. Als Beispiel sei nur erwähnt, daß die Leistungsdichte des Ionenstrahls auf über 100 TW/cm^2 gesteigert werden müßte.

1.2 Der Impulsgenerator

Der Hochleistungsimpuls, der für den Betrieb der Ionendiode erforderlich ist, wird in einem Impulsgenerator erzeugt. Dieser besteht aus einem Energiespeicher und

einem pulsformenden Netzwerk aus wasserisolierten Koaxialleitungen (siehe Abbildung 1.2). Als Energiespeicher wird ein Marxgenerator benutzt, der aus 50 Kondensatoren mit einer Kapazität von jeweils $1\ \mu\text{F}$ besteht. Die Kondensatoren sind zunächst parallel geschaltet und werden auf eine Spannung von $85\ \text{kV}$ aufgeladen. Dabei nimmt der Marxgenerator eine Energie von etwa $180\ \text{kJ}$ auf, die er über einen Zeitraum von einigen Minuten speichern kann. Für die Entladung werden die Kondensatoren über 25 Funkenstrecken in Reihe geschaltet, so daß sich die Ausgangsspannung vervielfacht. Da die Reihenschaltung der Kondensatoren die Gesamtkapazität verkleinert und die Induktivität vergrößert, hat der Marxgenerator eine große Ausgangsimpedanz, die seine Leistungsabgabe begrenzt. Um nun die Leistung zu erhöhen, wird der Ausgangsimpuls des Marxgenerators durch ein pulsformendes Netzwerk in mehreren Schritten zeitlich komprimiert.

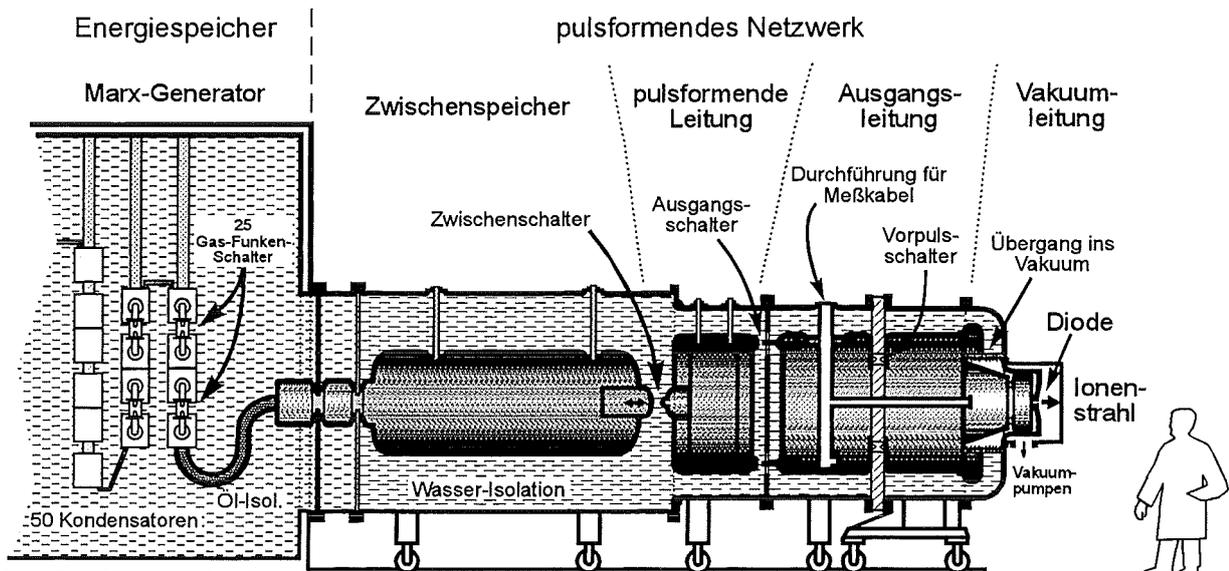


Abbildung 1.2 Schematischer Aufbau des Impulsgenerators.

Der Marxgenerator lädt den Zwischenspeicher des pulsformenden Netzwerks innerhalb von $800\ \text{ns}$ bis auf eine Spannung von etwa $3.4\ \text{MV}$. Beim Erreichen dieser Spannung schaltet die Wasserfunkenstrecke am Ausgang des Zwischenspeichers durch, und der Zwischenspeicher lädt nun seinerseits die pulsformende Leitung auf etwa $3.6\ \text{MV}$. Dies geschieht in ungefähr $170\ \text{ns}$. Ein direktes Aufladen der pulsformenden Leitung durch den Marxgenerator wäre nicht möglich. Aufgrund ihrer

kleinen Impedanz von 2.25Ω und ihrer begrenzten Abmessungen hat die pulsformende Leitung eine Hochspannungsfestigkeit, die für eine lange Ladezeit durch den Marxgenerator nicht ausreichend wäre. Aus diesem Grund wird der Zwischenspeicher eingefügt, der wegen seiner größeren Impedanz von 5.2Ω und seinen etwas größeren Abmessungen die notwendige Hochspannungsfestigkeit besitzt und der außerdem die pulsformende Leitung in ausreichend kurzer Zeit laden kann.

Sobald der Ausgangsschalter der pulsformenden Leitung durch Selbstdurchbruch schließt, beginnt sich ein Impuls durch die impedanzangepaßte Ausgangsleitung fortzupflanzen. Dieser Impuls hat eine Spannung von etwa 1.8MV , und seine Pulsdauer beträgt nur noch etwa 60ns , was der doppelten Laufzeit durch die pulsformende Leitung entspricht. Eine verlustfreie Impulserzeugung würde hier ein elektrisch offenes Ende der pulsformenden Leitung erfordern. Dies wird durch die größere Impedanz des Zwischenspeichers und durch die Induktivität des Zwischenschalters nur näherungsweise erfüllt, so daß ein Teil des Impulses in Rückwärtsrichtung verlorenggeht. Eine geerdete Metallplatte zwischen pulsformender Leitung und Ausgangsleitung vermindert die kapazitive Kopplung der Leitungselemente und unterdrückt dadurch den Vorimpuls, der sich vor dem Schließen des Ausgangsschalters bildet und dem Hauptimpuls vorausseilt. Eine dicke Epoxidharzscheibe, die die Ausgangsleitung unterbricht, bewirkt eine zusätzliche Unterdrückung des Vorimpulses, denn die Gasschalter in der Epoxidharzscheibe zünden erst dann durch, wenn der Hauptimpuls ansteht.

Am Ende der Ausgangsleitung findet der Übergang ins Vakuum statt. Die Vakuumleitung, die die Verbindung zur Diode herstellt, läuft konisch zusammen. Dadurch wächst die Leistungsdichte des Impulses so stark an, daß elektrische Feldstärken mit Werten über 200kV/cm auftreten und durch Feldemission freie Elektronen an den Wänden des Außenleiters entstehen. Um zu verhindern, daß es zu einer Funkenbildung zwischen Außen- und Innenleiter kommt, müssen die Elektronen an einer Drift zum Innenleiter gehindert werden. Es erweist sich nun als hilfreich, daß die Stromstärke aufgrund der großen Impulsleistung bis zu 500kA anwächst. Der Strom induziert ein Magnetfeld, das stark genug ist, Elektronen am Durchbruch zum Innenleiter zu hindern. Stattdessen werden die Elektronen in der Art abgelenkt, daß sie am Rand des Außenleiters einen Elektronenschichtstrom bilden, der parallel zum Wandstrom fließt. Man spricht deshalb von einer „selbstmagnetisch isolierten Übertragungsleitung“. Aber trotz der selbstmagnetischen Isolierung bleibt die Bildung des Schichtstroms unerwünscht. Um nämlich den Schichtstrom für die Ionenstrahlerzeugung in der Diode nutzen zu können, müssen die Elektronen an der Kathode wieder eingefangen werden. Dies gelingt nur teilweise, so daß sich insgesamt doch ein Verluststrom bildet.

Der Wirkungsgrad des Impulsgenerators liegt bei etwa 22%. Für die Ionenstrahlerzeugung in der Diode steht somit eine Energie von etwa 40 kJ zur Verfügung.

1.3 Hochleistungsendioden

Die Ionendiode ist vergleichbar mit einer Vakuumelektronenröhre und besteht aus zwei sich gegenüberstehenden Elektroden. Die Anode ist mit einem Plasma bedeckt, das die gewünschte Ionensorte enthalten muß und aus dem die Ionen durch ein elektrisches Feld herausbeschleunigt werden. Durch die räumliche Ladungsverteilung, die der einsetzende Ionenstrom vor der Anode erzeugt, wird das elektrische Feld am Anodenplasma mehr und mehr abgeschirmt, bis es schließlich ganz verschwindet und sich ein stationärer Zustand einstellt. Der Ionenstrom kann dann nicht mehr weiter anwachsen, sondern bleibt „raumladungsbegrenzt“. Aus der Poissongleichung für das Potential, der Erhaltungsgleichung für die Ionenenergie und aus der Kontinuitätsgleichung für die Ladung leiteten Child und Langmuir die Gesetzmäßigkeit für raumladungsbegrenzten Stromfluß ab [5]. Im eindimensionalen Fall gilt:

$$j_{CL} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2Ze}{m_i}} \frac{V^{3/2}}{d^2}, \quad (1.1)$$

dabei ist j_{CL} die Stromdichte, ε_0 die elektrische Feldkonstante, Ze die Ladung der Ionen, m_i die Ionenmasse, V die Diodenspannung und d der Abstand zwischen Anode und Kathode. Da eine Erhöhung der Stromdichte mit einer Erhöhung der elektrischen Feldstärke in der Diode verbunden ist, kommt es bei großen Stromdichten zur Feldemission an der Kathode. Es setzt dann ein zusätzlicher Elektronenstrom ein, so daß sich in der Diode ein bipolarer raumladungsbegrenzter Stromfluß ausbildet. Der Gesamtstrom wächst dabei auf $1.86 j_{CL}$ an, der Ionenstrom nimmt aber ab, denn der Hauptteil des Stroms wird von den Elektronen getragen. Bei bipolarem Stromfluß gilt für das Verhältnis zwischen Ionenstrom j_i und Elektronenstrom j_e [4]:

$$\frac{j_i}{j_e} = \sqrt{\frac{Zm_e}{m_i}}, \quad (1.2)$$

dabei ist m_e die Elektronenmasse. Um den Ionenstrom wirksam zu steigern, muß der Elektronenstrom unterdrückt werden. Gelingt dies, erhält man wieder einen unipolaren Ionenstrom, der Werte über j_{CL} annehmen kann. Dies ist der Fall, wenn Elektronen im Diodenspalt zurückbleiben und die Raumladung dort teilweise kompensieren.

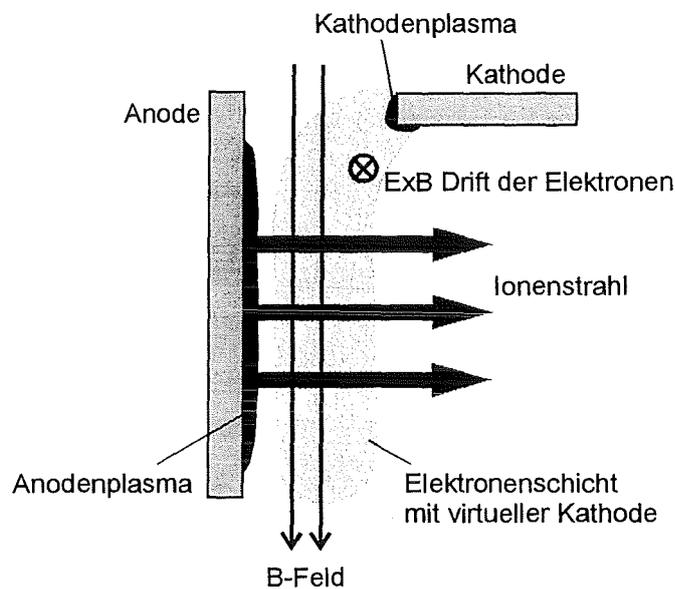


Abbildung 1.3 Schema einer magnetisch isolierten Ionendiode.

Eine Möglichkeit, den Elektronenstrom zu unterdrücken, ist die magnetische Isolation der Diode, bei der ein starkes Magnetfeld parallel zur Anode angelegt wird (siehe Abbildung 1.3). Elektronen, die von der Kathode starten, können dann nicht mehr zur Anode gelangen, sondern werden zu einer $E \times B$ -Drift gezwungen oder breiten sich entlang des Magnetfeldes aus. Die sehr viel schwereren Ionen werden in ihrer Bewegungsrichtung nur wenig beeinflusst. Im Gleichgewichtszustand bildet sich so vor der Anode eine Elektronenschicht mit zeitlich konstanter Dichte. Wie aus Abbildung 1.3 ersichtlich, kann bei entsprechender Geometrie der Rand der Elektronenschicht die Funktion der Kathode übernehmen. Diese virtuelle Kathode ist dann die Äquipotentialfläche, welche die Potentialsenke der Diode bildet. Deshalb muß das elektrische Feld an der virtuellen Kathode verschwinden. Da durch eine virtuelle Kathode Ionen extrahiert werden können, ist eine Diode mit virtueller Kathode dazu geeignet, Ionenstrahlen zu erzeugen. Den Bereich zwischen Anodenplasma und virtueller Kathode, in dem die Ionen beschleunigt werden, bezeichnet man dabei als Beschleunigungsspalt der Diode.

An der KALIF-Anlage kommen derzeit zwei unterschiedliche, magnetisch isolierte Dioden zum Einsatz. Diese werden im folgenden genauer beschrieben.

1.3.1 Die B_Θ -Diode

Bei der B_Θ -Diode [6] wird das isolierende Magnetfeld durch den Diodenstrom selbst erzeugt. Abbildung 1.4 zeigt einen Querschnitt durch die axialsymmetrische B_Θ -Diode. Die Funktionsweise der Diode versteht man am leichtesten, wenn man den Elektronenstrom durch die Diode verfolgt. Vom Außenleiter fließt der Elektronenstrom zunächst über die Kathodenlamellen ins Zentrum der Diode. Von hier aus umfängt die Kathode den hinteren Teil der Anode und endet mit der Kathodenkante nahe am äußeren Rand der Anodenfront. Deshalb fließt der Elektronenstrom einmal um die Anode herum und induziert dabei ein azimuthales Magnetfeld B_Θ vor der Anode. Spätestens an der Kathodenkante entstehen durch Feldemission freie Elektronen, von denen der Elektronenstrom dann übernommen wird. Aufgrund der $E \times B$ -Drift bewegen sich die freien Elektronen durch den Diodenspalt zum Diodenzentrum hin und bilden dabei die virtuelle Kathode vor der Anode. Von dort werden die Elektronen um den inneren Rand der Anode herumgeführt und würden im Idealfall die Anode umkreisen. Die meisten Elektronen treffen aber an der Hinterseite auf die Anode, wodurch der Elektronenstromkreis dort geschlossen wird.

Die Anode, die durch Stützen mit dem Innenleiter verbunden ist, hat an der Vorderseite einen Plexiglaseinsatz. Wenn zu Beginn der Pulserzeugung der Diodenstrom und das isolierende B_Θ -Feld noch klein sind, treffen freie Elektronen direkt auf den äußeren Randbereich der Anodenfront. Durch die auftreffenden Elektronen und durch Oberflächen-Gleitentladungen bildet sich dann auf dem Plexiglaseinsatz der Anode ein Plasma, aus dem der Ionenstrahl generiert wird. Der Ionenstrahl setzt sich zu etwa gleichen Teilen aus Protonen und Kohlenstoffionen zusammen. Durch die speichenförmig angeordneten Lamellen der Kathode wird der Ionenstrahl aus der Diode extrahiert. Freie Elektronen, die an den Lamellen emittiert werden, neutralisieren den Ionenstrahl dabei fast vollständig und schließen damit den Ionenstromkreis. Da der Ionenstrom ungefähr gleich dem Neutralisationsstrom der Elektronen ist, kann der Ionenstrom aus der Differenz der Ströme, die vor und nach den Lamellen durch die Kathode fließen, ermittelt werden: $I_{Ion} \approx I_{DA} - I_{DI}$.

Durch die Neigung der Anode und die Lage der virtuellen Kathode erzeugt die B_Θ -Diode einen Ionenstrahl, der auf einen Durchmesser von etwa 10 mm fokussiert wird. Da die Fokussierung nur für die Protonen im Ionenstrahl ausgelegt ist, werden die Kohlenstoffionen defokussiert. Dies steigert den Protonenanteil des Ionenstrahls im Fokus auf mehr als 99%. Parallel dazu nimmt aber auch der Ionenstrom im Fokus ($< 350\text{kA}$) um etwa die Hälfte des Ionenstroms in der Diode ab. Die Leistungsdichte, die mit der B_Θ -Diode erreicht wird, liegt bei etwa 0.35 TW/cm^2 .

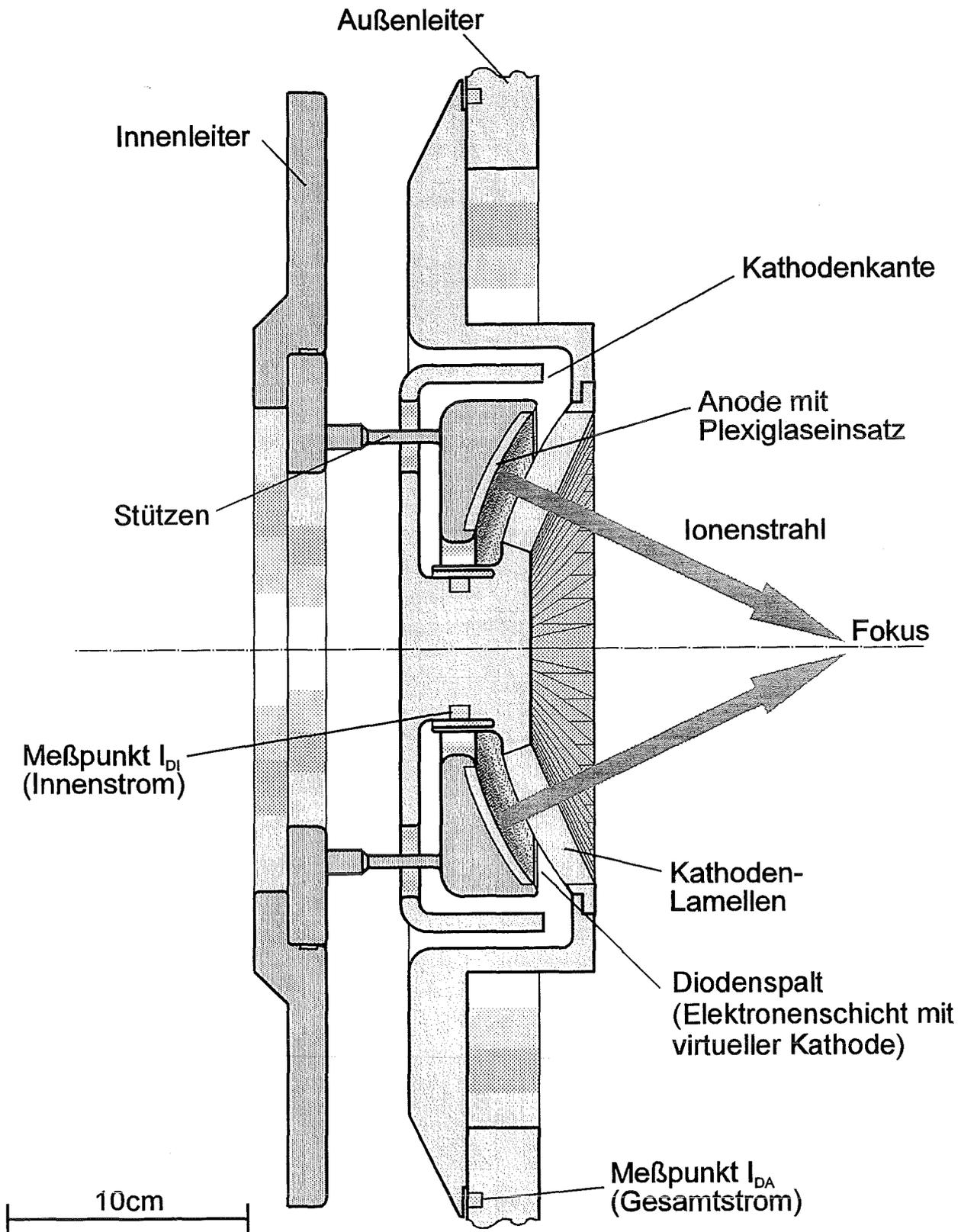


Abbildung 1.4 Selbstmagnetisch isolierte B_0 -Diode.

1.3.2 Die B_{appl} -Diode

Die B_{appl} -Diode ist ebenfalls zylindersymmetrisch aufgebaut (siehe Abbildung 1.5), sie unterscheidet sich aber sowohl in der Erzeugung des isolierenden Magnetfelds als auch in der Produktion des Anodenplasmas von der B_{Θ} -Diode. Bei der B_{appl} -Diode erzeugen zwei ringförmige Spulen, die vor der Anode angeordnet sind, ein starkes Magnetfeld, das sich der Geometrie der Anode anpaßt (keine azimuthale Komponente). Ein separater Impulsgenerator liefert dabei den Spulenstrom. Da bei dieser „fremdmagnetischen“ Isolation auch zu Beginn des Pulses praktisch keine Elektronen auf die Anodenoberfläche treffen können, wird eine aktive Erzeugung des Anodenplasmas erforderlich.

Die Anode besteht an ihrer Frontseite aus einem Epoxidharzsubstrat, auf das ein dünner Titanhydridfilm aufgebracht ist. Eine weitere dünne Paladiumdeckschicht schützt den Titanhydridfilm vor Oxidation. Zur Erzeugung des Anodenplasmas wird vor dem Hauptpuls ein kurzer Stromimpuls durch den Anodenfilm geführt. Dadurch wird der Titanhydridfilm aufgeheizt, so daß kurzzeitig Wasserstoff desorbiert wird und sich eine Gasschicht an der Oberfläche des Anodenfilms bildet. Sobald nun der Hauptimpuls am Diodenspalt ansteht, wird die Gasschicht durch eine Oberflächenentladung ionisiert, und es entsteht ein homogenes Anodenplasma, aus dem der Ionenstrahl generiert wird. Der Stromimpuls durch den Anodenfilm wird vom ersten Anstieg des Hauptimpulses abgezweigt. Ein injiziertes Plasma stellt anfangs eine leitende Verbindung zwischen Kathodegrundplatte und Bypassleitung her, so daß der Stromfluß direkt zur Anodengrundplatte umgeleitet wird. Der Strom muß dabei durch den Anodenfilm fließen, da die Bypassleitung ansonsten von der Anodengrundplatte isoliert ist. Nach kurzer Zeit erodieren die dünnen Plasmasäulen, so daß der Stromkreis über die Bypassleitung unterbrochen wird, und der Hauptimpuls setzt seinen normalen Weg in die Diode fort.

Die Kathode ist ein stumpfer Hohlkegel, der ausgehend von der Kathodenrundplatte nahe vor dem äußeren Rand der Anode mit der abgewinkelten Kathodenkante endet. Durch Feldemission entsteht hier ein Plasma, aus dem die Elektronen hervorgehen, die die Elektronenschicht mit der virtuellen Kathode vor der Anode bilden. Die $E \times B$ -Drift der Elektronen ist azimuthal gerichtet, sie wird überlagert durch eine Bewegung, bei der die Elektronen zwischen innerem und äußerem Anodenradius hin und her pendeln. Diese Pendelbewegung wird durch Magnetfeldgradienten bewirkt, die vergleichbar einer magnetischen Flasche Bewegungen entlang der Feldlinien umkehren. Hinter der Kathode befindet sich ein gasgefüllter Driftraum, der durch eine zur Anodenoberfläche parallele Folie abgedichtet wird. Beim Einsetzen des Ionenstrahls wird das Gas im Driftraum ionisiert,

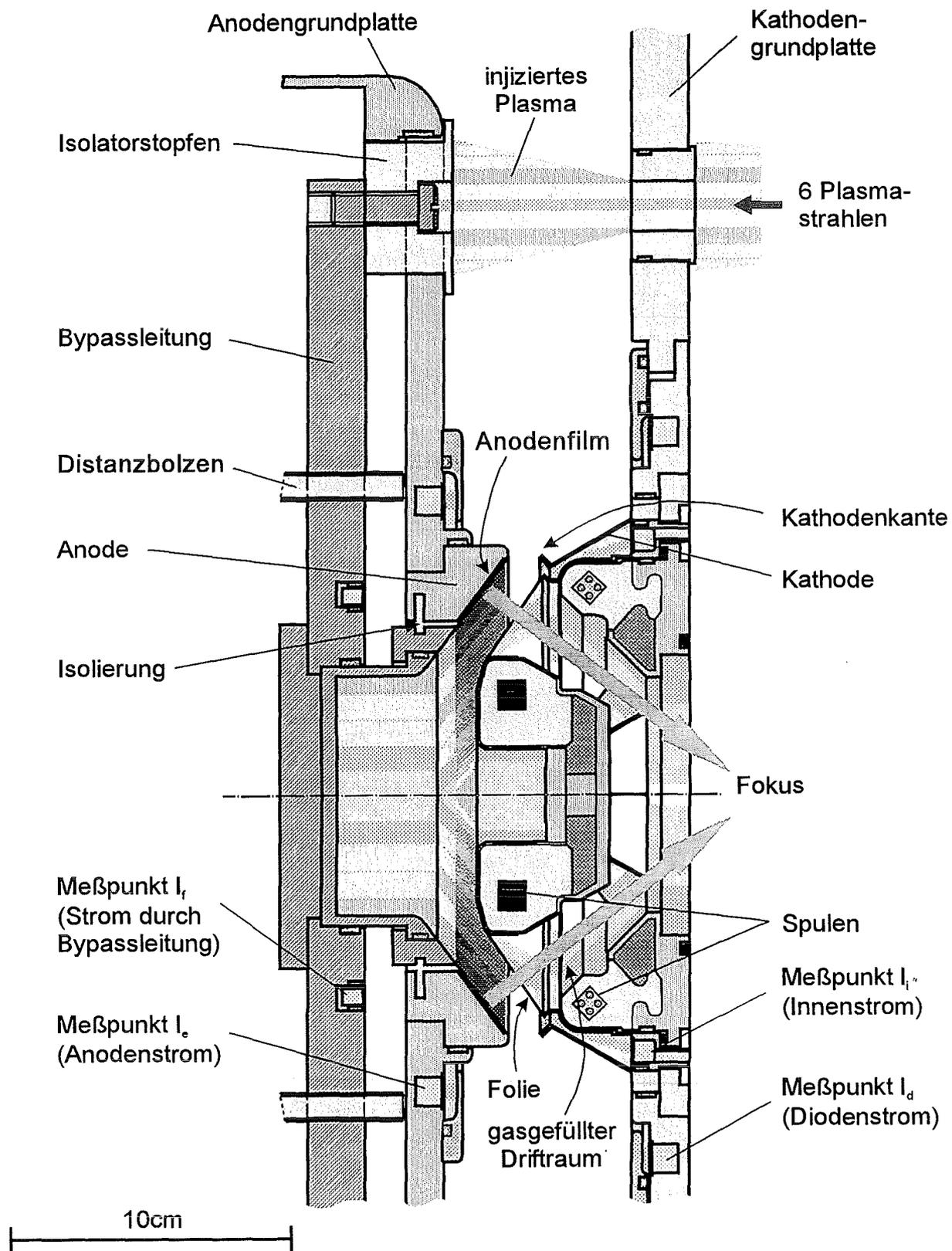


Abbildung 1.5 Fremdmagnetisch isolierte B_{appl} -Diode.

und das so entstandene Plasma, das mit der Kathodengrundplatte in Kontakt steht, neutralisiert den Ionenstrom. Aus dem Neutralisationsstrom I_i , der durch die Kathodengrundplatte fließt, kann der Ionenstrom bestimmt werden.

Die B_{appl} -Diode hat gegenüber der B_{\ominus} -Diode die besseren Kenndaten. Aufgrund der aktiven Erzeugung des Anodenplasmas besteht der Ionenstrahl bereits in der Diode zu über 99% aus Protonen, so daß der gesamte Ionenstrom ($< 700 \text{ kA}$) der Diode nutzbar ist. Der Ionenstrahl wird auf einen Durchmesser von etwa 0.8 mm fokussiert, und die Leistungsdichte erreicht im Fokus einen Wert von etwa 1 TW/cm^2 .

1.4 Problemstellung und Meßvorhaben

Die Zielsetzung dieser Arbeit ist die Messung der Elektronendichte im Diodenspalt der B_{\ominus} -Diode und B_{appl} -Diode.

Der Diodenspalt mit dem Anoden- und Kathodenplasma und der Elektronenschicht vor der Anode ist der zentrale Bereich, der die Eigenschaften einer Ionendiode bestimmt. Für die Optimierung und Fortentwicklung der Ionendioden ist deswegen das Verständnis der Physik des Diodenspalts von großer Bedeutung. Die Abläufe im Diodenspalt werden im wesentlichen durch die Wechselwirkung zwischen den elektromagnetischen Feldern und den geladenen Teilchen (Elektronen, Ionen) beschrieben. Die vorhandenen analytischen Modelle basieren auf unterschiedlichen vereinfachenden Annahmen, bei allen spielt jedoch die Elektronenschicht vor der Anode, ihre Form, ihre Dichte und die Lage der virtuellen Kathode eine entscheidende Rolle. Die Messung der Elektronendichte im Diodenspalt ist deswegen ein geeignetes Mittel, die Anwendbarkeit der Diodenmodelle zu überprüfen. Ähnliches gilt für die numerische Simulation des Diodenspalts. Auch hier geht man von vereinfachenden Annahmen aus, so daß Ergebnisse durch den Vergleich mit Meßdaten überprüft werden müssen.

Bisher wurden weder bei KALIF noch bei anderen vergleichbaren Ionenstrahlgeneratoren Messungen der Elektronendichte im Diodenspalt durchgeführt. Der Grund dafür ist die äußerst geringe Dichte der Elektronenschicht, die sich nur schwer messen läßt. Eine Abschätzung der Elektronendichte liefert für die Ionendioden an KALIF etwa $\bar{n}_e < 3.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (siehe Anhang A). Mit dieser Arbeit ist die Messung der Elektronendichte im Diodenspalt mit Hilfe eines Dispersionsinterferometers erstmals gelungen. Der Meßstrahl des Interferometers wurde in radialer Richtung parallel zur Anode durch die Elektronenschicht geführt. Dadurch konnte die Liniendichte der Elektronen entlang der Sichtlinie des Meßstrahls zeitaufgelöst

gemessen werden. Da sich die Ausdehnung der Elektronenschicht durch die Breite der Anodenoberfläche abschätzen läßt, konnte eine mittlere Elektronendichte angegeben werden.

Für die Messung der Elektronendichte im Diodenspalt muß ein Interferometer folgende Anforderungen erfüllen:

1. Da die Dichte der Elektronenschicht sehr klein ist und sich die Phasendifferenz des Meßstrahls nur wenig ändert, muß das Interferometer ein großes Auflösungsvermögen haben. Allgemein gilt für die Intensität I von zwei interferierenden Teilstrahlen I_0 :

$$\begin{aligned} I(\varphi_0 + \Delta\varphi) &= 2I_0 \cdot (1 + \cos(\varphi_0 + \Delta\varphi)) \\ &\approx I(\varphi_0) - 2I_0 \sin(\varphi_0)\Delta\varphi, \end{aligned} \quad (1.3)$$

dabei ist φ_0 der Arbeitspunkt des Interferometers und $\Delta\varphi$ ist eine kleine Änderung der Phasendifferenz. Die Änderung der Intensität, die durch $\Delta\varphi$ bewirkt wird, ist proportional zu $\sin(\varphi_0)$. Um eine hohe Auflösung zu erreichen, muß das Interferometer deshalb auf den Arbeitspunkt $\varphi_0 \approx (m + 1/2)\pi$ (m eine ganze Zahl) stabilisiert sein.

2. Die typische Zeitskala eines KALIF-Pulses hat die Größenordnung 1 ns. Dies hat den Vorteil, daß sich mechanische Schwingungen während der Messung kaum störend auf das Interferometer auswirken können. Andererseits wird aber ein Detektorsystem mit einer Bandbreite von etwa 400 MHz erforderlich, und der Meßstrahl des Interferometers muß ausreichend intensiv sein, um bei dieser Bandbreite ein Signal-Rausch-Verhältnis > 1 zu erreichen.
3. Die technischen Gegebenheiten des Ionenstrahlgenerators KALIF erlauben keine feste Installation eines Interferometers. Der optische Aufbau vor dem Diodenraum muß beweglich sein, und das Interferometer soll flexibel und einfach justierbar ausgelegt sein. Insbesondere eine aufwendige mechanische Stabilisierung des Interferometers ist somit nicht möglich.

Das Dispersionsinterferometer, das für die Messungen an KALIF aufgebaut wurde, entspricht diesen Anforderungen und zeichnet sich gegenüber anderen Dispersionsinterferometern, die in Veröffentlichungen beschrieben wurden [7], durch seine Bandbreite von etwa 400 MHz aus. In seiner Auslegung kann das Interferometer deshalb als neuartig angesehen werden.

2 Aufbau und Eigenschaften des Dispersionsinterferometers

2.1 Die Dispersionsrelation für ein Plasma

Die Phasengeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle ist im Plasma abhängig von der Elektronendichte und der Wellenlänge. Dieser Effekt, der durch eine Dispersionsrelation beschrieben wird, wird bei der interferometrischen Messung der Elektronendichte ausgenutzt.

Für ein kaltes, isotropes Plasma lautet die Dispersionsrelation [8]:

$$\omega^2 = c^2 k^2 + \omega_p^2, \quad \text{mit: } \omega_p^2 = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \quad (2.1)$$

(ω , k Kreisfrequenz und Wellenzahl, c Lichtgeschwindigkeit, ω_p Plasmafrequenz). Die Wellenausbreitung durch das Plasma ist möglich, solange die Plasmafrequenz ω_p kleiner als ω bleibt. Andernfalls wird die Wellenzahl k imaginär, und die Welle wird vom Plasma reflektiert. Dies bedeutet, daß die Elektronendichte im Plasma die kritische Dichte n_{krit} , bei der $\omega_p = \omega$ wird, nicht übersteigen darf. Für die Messungen an KALIF ist dies erfüllt, denn die kritische Dichte

$$n_{krit} = 0.98 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \quad (3.9 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}), \quad (2.2)$$

die man für die Wellenlänge 1064 nm (532 nm) des Interferometers berechnet, ist sehr viel größer als die Elektronendichten in den Ionendioden. Für den Brechungsindex des Plasmas $N = ck/\omega$ erhält man in diesem Fall in guter Näherung:

$$N = 1 - K_e n_e, \quad \text{mit: } K_e = \frac{1}{2} \frac{e^2}{\epsilon_0 m_e} \frac{1}{\omega^2}. \quad (2.3)$$

Bei der Dispersionsrelation (2.1) wurde angenommen, daß sich das Plasma für die Wellenausbreitung isotrop verhält. Diese Annahme ist sinnvoll, wenn die Zyklotronfrequenz $\omega_c = eB/m_e$ sehr viel kleiner ist als ω . Für die Ionendioden trifft dies zu, denn das B -Feld kann hier mit 10 T nach oben abgeschätzt werden, und es gilt

$$\frac{\omega_c}{\omega} < 10^{-3} \ll 1. \quad (2.4)$$

Ionen, Atome und Moleküle verändern entsprechend ihrer Konzentration die Dispersion eines Plasmas. Dabei vergrößern sie den Brechungsindex und wirken

somit dem Effekt der Elektronen entgegen. Sind die Konzentrationen ausreichend klein, gilt für den Brechungsindex:

$$N = 1 - K_e n_e + \sum_i K_i n_i, \quad (2.5)$$

dabei ist n_i die Dichte der jeweiligen Komponente, und K_i ist eine zur Polarisierbarkeit α der Teilchen proportionale Konstante:

$$K_i(\omega) = \frac{\alpha_i(\omega)}{2\varepsilon_0}. \quad (2.6)$$

Im allgemeinen ist die Polarisierbarkeit von Ionen sehr viel kleiner als die von Atomen und Molekülen, und Atome und Moleküle haben im Grundzustand kleinere Polarisierbarkeiten als in angeregten Zuständen. Zum Vergleich sind in Tabelle 2.1 einige Werte für K angegeben [9, 10].

	e ⁻	p	H	Li	Li ⁺	C	Al	Fe
K (10^{-24} cm ³)	508.0 ^a	0.3 ^b	4.2 ^c	152.7 ^c	0.2 ^c	11.1 ^c	52.4 ^c	52.8 ^c

^a Für $\lambda=1064$ nm.

^b Für $\lambda=1064$ nm aus der Plasmafrequenz für Protonen.

^c Abgeschätzt mit Hilfe der elektrischen Polarisierbarkeit $\alpha(\omega = 0)$.

Tabelle 2.1 Konstante K für einige Teilchen.

Um die Elektronendichte über den Brechungsindex bestimmen zu können, müssen die Dichten und Polarisierbarkeiten aller übrigen Komponenten im Plasma bekannt sein. Im Beschleunigungsspalt der Ionendioden kommen neben den Elektronen, Protonen und Kohlenstoffionen andere Teilchen in nur vernachlässigbar kleinen Konzentrationen vor, wobei die meisten davon außerdem ionisiert sind. Deswegen kann der Brechungsindex hier im wesentlichen durch (2.3) ausgedrückt werden.

Die Dispersion des Plasmas verändert nicht nur die Phasengeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle, sondern kann auch ihre Ausbreitungsrichtung beeinflussen. Allgemein gilt für die Bahnkurve $\mathbf{r}(s)$ eines Strahls durch ein Medium mit Brechungsindex N :

$$\frac{d}{ds} \left(N \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right) = \text{grad} N. \quad (2.7)$$

Wenn der Brechungsindex nur wenig von 1 abweicht, erhält man daraus für die Ablenkung des Strahls:

$$\theta \approx \int_{z_0}^{z_1} \nabla_{\perp} N dz. \quad (2.8)$$

Dabei wurde angenommen, daß die ursprüngliche Ausbreitungsrichtung des Strahls längs der z -Achse verläuft und daß der Strahl eine Strecke von z_0 bis z_1 im Medium zurücklegt. ∇_{\perp} bedeutet die senkrechte Komponente des Gradienten bzgl. der Ausbreitungsrichtung des Strahls. Für die Strahlablenkung im Plasma ergibt sich demnach:

$$\theta \approx \int_{z_0}^{z_1} \left(-K_e \nabla_{\perp} n_e + \sum_i K_i \nabla_{\perp} n_i \right) dz . \quad (2.9)$$

Bei den Messungen im Beschleunigungsspalt kann die Strahlablenkung im wesentlichen vernachlässigt werden. Schätzt man nämlich den Dichtegradienten der Elektronen durch $\nabla_{\perp} n_e < 3.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}/1 \text{ mm}$ ab und nimmt man an, daß der Meßstrahl eine Wegstrecke von etwa 3 cm durch die Elektronenschicht zurücklegt, führt dies zu einer Strahlablenkung von $|\theta| < 0.2 \text{ } \mu\text{rad}$.

2.2 Die Funktionsweise des Dispersionsinterferometers

Ein Dispersionsinterferometer, wie es erstmals von Hopf et al. im Jahre 1980 verwendet wurde [11], zeichnet sich durch zwei wesentliche Eigenschaften aus:

1. Es gibt keine geometrische Aufspaltung der Teilstrahlen in einen Meß- und einen Referenzstrahl.
2. Das Interferenzsignal wird von der Dispersion des Meßobjekts — also der Änderung des Brechungsindex mit der Wellenlänge — bestimmt.

Durch diese beiden Eigenschaften wird das Dispersionsinterferometer unempfindlich gegenüber äußeren mechanischen und thermischen Einflüssen und ist deshalb sehr stabil.

Den grundlegenden Aufbau des Dispersionsinterferometers zeigt Abbildung 2.1. Das Dispersionsinterferometer besteht aus zwei nichtlinearen Kristallen, die um das Meßobjekt angeordnet sind. Der Laserstrahl wird im ersten nichtlinearen Kristall teilweise in seine zweite Harmonische konvertiert, so daß zwei Teilstrahlen mit unterschiedlichen Wellenlängen entstehen. Die Teilstrahlen haben den selben Weg durch das Interferometer, aufgrund der Dispersion des Meßobjekts legen sie dabei aber unterschiedliche optische Weglängen zurück. Damit die Teilstrahlen am Ende miteinander interferieren können, wird der Teilstrahl 1 — die Fundamentalwelle — im zweiten nichtlinearen Kristall nochmals in seine zweite Harmonische konvertiert. Sobald dann der verbleibende Anteil der Fundamentalwelle aus dem

Meßstrahl herausgefiltert ist, kann die Interferenz der Teilstrahlen mit einem Detektor gemessen werden. Aus der Änderung der Phasendifferenz der Teilstrahlen kann die Änderung der Dispersion des Meßobjekts bestimmt werden.

Betrachtet man ebene Wellen, so ist die Phasendifferenz der Teilstrahlen proportional zur Differenz der optischen Weglängen durch das Interferometer:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_{ZH}} \int_L (N_{ZH}(z) - N_F(z)) dz, \quad (2.10)$$

dabei wird über den gesamten Weg L zwischen den nichtlinearen Kristallen integriert. Dieses Ergebnis wird folgendermaßen hergeleitet: Beim Durchgang durch das Interferometer wächst die Phase der Teilstrahlen um jeweils

$$\varphi_{F_1} = \frac{2\pi}{\lambda_F} \int_L N_F(z) dz \quad \text{bzw.} \quad \varphi_{ZH_2} = \frac{2\pi}{\lambda_{ZH}} \int_L N_{ZH}(z) dz. \quad (2.11)$$

Bei der Frequenzkonversion in den nichtlinearen Kristallen wird die Phase der zweiten Harmonischen gerade doppelt so groß wie die Phase der erzeugenden Fundamentalwelle, deshalb gilt für Teilstrahl 1: $\varphi_{ZH_1} = 2\varphi_{F_1}$. Abgesehen von konstanten Beiträgen, die beim Durchgang der Teilstrahlen durch die nichtlinearen Kristalle noch hinzukommen, erhält man deshalb als Phasendifferenz $\varphi = \varphi_{ZH_2} - 2\varphi_{F_1}$, woraus (2.10) folgt.

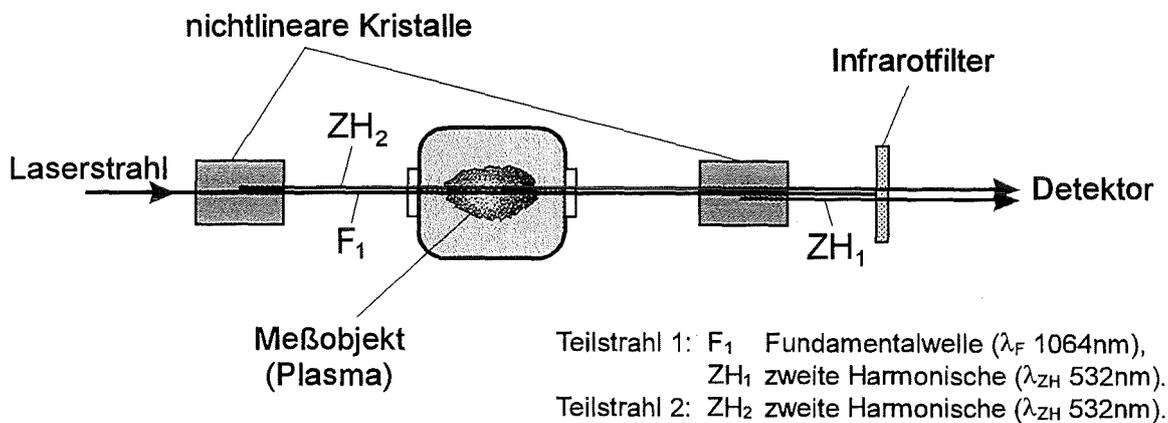


Abbildung 2.1 Aufbau des Dispersionsinterferometers.

Die Stabilität des Dispersionsinterferometers läßt sich mit Hilfe von (2.10) erklären. Die Abmessung des Interferometers kann sich durch mechanische Schwankungen oder thermische Ausdehnung der optischen Elemente geringfügig ändern:

$\tilde{L} = L + \delta L$. Dadurch verändert sich die Wegstrecke, die die Teilstrahlen durch Luft außerhalb des Meßobjekts durch das Interferometer zurücklegen, und es kommt zu einer Änderung der Phasendifferenz: $\tilde{\varphi} \approx \varphi + (2\pi/\lambda_{ZH})(N_{ZH} - N_F)\delta L$. Da die Dispersion von Luft aber von der Größenordnung $N_{ZH} - N_F \approx 10^{-5}$ ist, bleibt diese Änderung vernachlässigbar klein.

Da eine Änderung der Phasendifferenz also im wesentlichen durch das Meßobjekt verursacht wird, ist es sinnvoll, die gesamte Phasendifferenz als Summe eines konstanten Anteils φ_0 und der Änderung $\Delta\varphi$ darzustellen. Dabei definiert φ_0 den Arbeitspunkt des Interferometers, und im Falle eines Plasmas als Meßobjekt erhält man mit Hilfe von (2.3) und (2.10) für die Änderung der Phasendifferenz

$$\Delta\varphi = \frac{3e^2\lambda_{ZH}}{4\pi c^2\epsilon_0 m_e} \int_l n_e(z) dz \approx 4.5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2 \bar{n}_e l, \quad (2.12)$$

wobei über die Ausdehnung l des Plasmas integriert wird.

Setzt man ebene Wellen voraus, ist die Intensität I des Interferenzmusters

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_0 + \Delta\varphi), \quad (2.13)$$

wobei I_1 und I_2 die Intensitäten der Teilstrahlen sind. Die größte Empfindlichkeit hat das Interferometer am Arbeitspunkt $\varphi_0 = (m + 1/2)\pi$, denn eine Änderung $\Delta\varphi$ der Phasendifferenz führt hier zur größtmöglichen Änderung der Intensität.

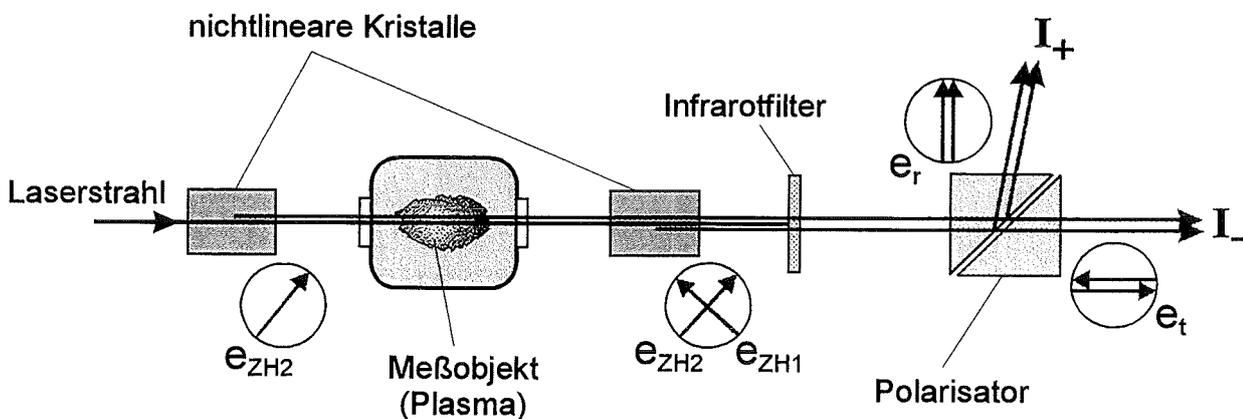


Abbildung 2.2 Dispersionsinterferometer ausgelegt für Differenzdetektor.

Um auch sehr kleine Änderungen der Phasendifferenz messen zu können, werden die phasenunabhängigen Terme I_1 und I_2 durch die Messung mit einem Differenzdetektor vom Signal abgezogen. Dazu wird die Polarisation der Teilstrahlen

ausgenutzt (siehe Abbildung 2.2). Zweite Harmonische werden als linear polarisierte Wellen erzeugt, wobei die Polarisationsrichtung durch die Schwingungsebene im nichtlinearen Kristall festgelegt wird. Die nichtlinearen Kristalle werden nun so justiert, daß die Schwingungsebene im einen Kristall gerade um 90° gedreht ist gegenüber der Schwingungsebene im anderen Kristall¹. Dadurch erhalten die Teilstrahlen Polarisationsrichtungen e_{ZH_1} und e_{ZH_2} , die senkrecht zueinander stehen (siehe Abbildung 2.2). Ein Polarisator spaltet dann jeden der Teilstrahlen in einen reflektierten und einen transmittierten Anteil auf. Dabei setzt sich der reflektierte Anteil jeweils aus den vertikalen und der transmittierte Anteil aus den horizontalen Polarisationskomponenten der Teilstrahlen zusammen. Auf diese Art entstehen zwei komplementäre Interferenzmuster mit den Intensitäten

$$I_{\pm} = \frac{1}{2} I_1 + \frac{1}{2} I_2 \pm \sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_0 + \Delta\varphi) . \quad (2.14)$$

Mißt man mit einem Detektor die Differenz beider Intensitäten, erhält man als Signal

$$I_+ - I_- = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_0 + \Delta\varphi) . \quad (2.15)$$

Diese Methode hat zwei Vorteile: Zum einen ist das Signal im Arbeitspunkt des Interferometers zu Null abgeglichen. Dies ermöglicht eine einfache Justierung und legt den Meßbereich für das Signal auf ein Intervall um den Nullpunkt fest. Zum andern wird das Signal unabhängig von kleinen Schwankungen der Intensität der Teilstrahlen. Ändern sich nämlich Intensitäten I_1 , I_2 um δI_1 bzw. δI_2 , führt dies in erster Ordnung zu einer Änderung des Signals um

$$\delta(I_+ - I_-) = \frac{1}{2} \left(\frac{\delta I_1}{I_1} + \frac{\delta I_2}{I_2} \right) (I_+ - I_-) . \quad (2.16)$$

Die Änderung des Signals kann also vernachlässigt werden, solange $\delta I_1/I_1$ bzw. $\delta I_2/I_2$ klein bleiben.

2.3 Frequenzverdopplung mit KTP-Kristallen

Für die Erzeugung der zweiten Harmonischen wurden KTP-Kristalle (Kaliumtitanylphosphat KTiOPO_4) verwendet. Diese Kristalle sind besonders gut geeignet für das Dispersionsinterferometer, weil ihr nichtlinearer Koeffizient sowie der Akzeptanzwinkel für die Frequenzverdopplung vergleichsweise groß sind und weil ihr Doppelbrechungswinkel klein ist.

¹Die Kristalle werden um die Wellennormale der Teilstrahlen gedreht.

	N_x	N_y	N_z
$\lambda_F = 1064\text{nm}$	1.7377	1.7453	1.8297
$\lambda_{ZH} = 532\text{nm}$	1.7780	1.7886	1.8887

Tabelle 2.2 Hauptbrechungsindizes von KTP-Kristallen [12].

KTP-Kristalle sind zweiachsige Kristalle. Die Hauptbrechungsindizes sind in Tabelle 2.2 angegeben. Die Kristalle sind so geschnitten, daß die Wellennormale eines senkrecht einfallenden Strahls in der xy -Ebene liegt mit einem Winkel von

$$\phi_m = 23.6^\circ$$

zur x -Achse des Kristalls (siehe Abbildung 2.3). Die beiden möglichen Schwingungsebenen sind dann die xy -Ebene und die dazu senkrechte Ebene, die durch die z -Achse und die Wellennormale aufgespannt wird. Wenn die xy -Ebene die Schwingungsebene ist, weicht die Strahlrichtung um den Doppelbrechungswinkel

$$\alpha_F^e = 0.18^\circ \quad \text{bzw.} \quad \alpha_{ZH}^e = 0.25^\circ$$

von der Ausbreitungsrichtung ab, im anderen Fall stimmen Strahlrichtung und Ausbreitungsrichtung überein (siehe Anhang B). In Anlehnung an die Definitionen bei einachsigen Kristallen werden die zugehörigen Strahlen im folgenden als außerordentlicher (e -Strahl) bzw. ordentlicher Strahl (o -Strahl) bezeichnet. Da der Doppelbrechungswinkel bei KTP klein ist, bleibt der Strahlversatz zwischen einem o -Strahl und einem e -Strahl beim Durchgang durch den Kristall klein. Eine Korrektur der Strahlachsen ist im Dispersionsinterferometer deshalb nicht notwendig.

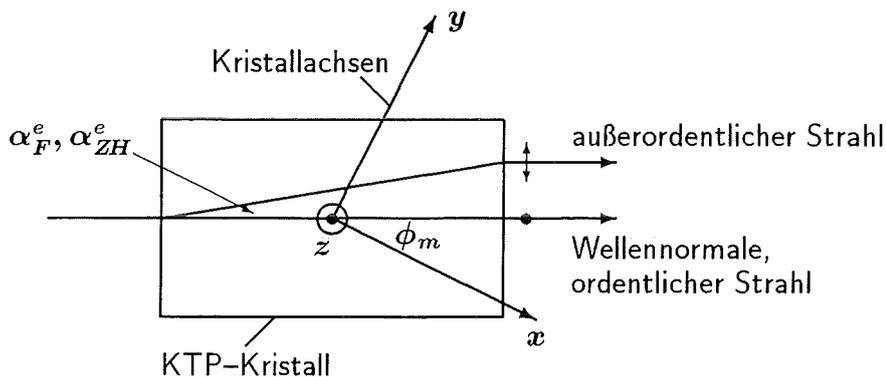


Abbildung 2.3 Wellenausbreitung im KTP-Kristall.

KTP ist ein nichtlinearer Kristall vom Typ II. Das bedeutet, daß sowohl ein o -Strahl wie auch ein e -Strahl der Fundamentalwelle an der Frequenzverdopplung im Kristall beteiligt sind. Die zweite Harmonische wird dann als e -Strahl erzeugt. Für die Frequenzkonversion eines linear polarisierten Laserstrahls wird der Kristall deshalb so einjustiert, daß die Polarisationsrichtung des Strahls parallel zur Winkelhalbierenden zwischen den Schwingungsebenen des Kristalls steht. Dadurch wird der Laserstrahl im Kristall in einen o - und einen e -Strahl aufgeteilt. Beim Dispersionsinterferometer sind die beiden Kristalle außerdem um 90° gegeneinander verdreht, so daß die zweite Harmonische ZH_2 , die im ersten Kristall als e -Strahl erzeugt wird, den zweiten Kristall als o -Strahl durchläuft (vgl. Abbildung 2.2). Man erreicht dadurch, daß die Polarisationsrichtungen der Teilstrahlen ZH_1 und ZH_2 senkrecht zueinander stehen.

Geht man von ebenen Wellen aus, erhält man für die komplexe Amplitude der zweiten Harmonischen [13]:

$$E_{ZH}^e e^{i\varphi_{ZH}^e} = \frac{2\pi d_{eff}}{N_{ZH}^e \lambda_{ZH}} E_F^o E_F^e e^{i(\varphi_F^o + \varphi_F^e)} \frac{1 - e^{-i\Delta k L}}{\Delta k}, \quad (2.17)$$

$$\text{mit: } \Delta k = k_F^o + k_F^e - k_{ZH}^e. \quad (2.18)$$

Dabei ist d_{eff} der effektive nichtlineare Koeffizient, L ist die Länge des Kristalls und $k = 2\pi N/\lambda$ ist die jeweilige Wellenzahl. Die Indizes o bzw. e stehen für einen ordentlichen bzw. außerordentlichen Strahl. Aus (2.17) wird ersichtlich, daß $\varphi_{ZH}^e = \varphi_F^o + \varphi_F^e + const$ gilt, d.h. daß die Phase der zweiten Harmonischen im wesentlichen doppelt so groß wird wie die Phase der erzeugenden Fundamentalwelle (vgl. Kap. 2.2). Für die Intensität der zweiten Harmonischen erhält man mit (2.17):

$$I_{ZH}^e = \frac{d_{eff}^2}{N_F^o N_F^e N_{ZH}^e} \frac{2\pi^2 L^2}{\lambda_{ZH}^2 c \varepsilon_0} 4 I_F^o I_F^e \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right). \quad (2.19)$$

Um eine effiziente Frequenzverdopplung zu erreichen, muß die Wellenausbreitung durch den Kristall in einer Richtung erfolgen, in der $\Delta k = 0$ ist. Man nennt dies Phasenanpassung. Bei KTP ist dies für die Ausbreitungsrichtung in der xy -Ebene unter dem Winkel von $\phi_m = 23.6^\circ$ zur x -Achse gerade erfüllt (siehe Anhang B). Weicht Δk von Null ab, nimmt die Intensität der zweiten Harmonischen wegen des Faktors $\text{sinc}^2(\Delta k L/2)$ in (2.19) schnell ab. Die ersten Nullstellen der sinc^2 -Funktion begrenzen somit den Winkelbereich, innerhalb dessen eine effiziente Frequenzverdopplung möglich ist. Man definiert deshalb als Akzeptanzwinkel $\Delta\phi_m$:

$$\Delta k \left(\phi_m + \frac{\Delta\phi_m}{2} \right) \cdot \frac{L}{2} = \pi. \quad (2.20)$$

Der Akzeptanzwinkel bei KTP-Kristallen beträgt (siehe Anhang B)

$$\Delta\phi_m = 1.22^\circ \text{ cm}/L .$$

KTP hat damit einen vergleichsweise großen Akzeptanzwinkel. Für das Dispersionsinterferometer hat das den Vorteil, daß kleine Änderungen der Ausbreitungsrichtung, die durch einen inhomogenen Brechungsindex des Meßobjekts hervorgerufen werden können, die Frequenzverdopplung nicht störend beeinflussen.

In der phasenangepaßten Ausbreitungsrichtung gelten für KTP die Parameter (siehe Anhang B):

$$N_F^o = 1.8297, \quad N_F^e = 1.7441, \quad N_{ZH}^o = 1.8887, \quad N_{ZH}^e = 1.7869, \\ d_{eff} = 3.36 \cdot 10^{-12} \text{ m}/\text{V} .$$

Der effektive nichtlineare Koeffizient d_{eff} ist vergleichsweise groß. Dennoch bleibt es schwierig, zweite Harmonische mit ausreichender Leistung P_{ZH} zu erzeugen. Mit (2.19) erhält man für die Konversionseffizienz

$$\frac{P_{ZH}}{P_F} = \frac{d_{eff}^2}{N_F^o N_F^e N_{ZH}^e} \frac{2\pi^2}{\lambda_{ZH}^2 c \epsilon_0} \cdot L^2 I_F \quad (2.21) \\ = 5.2 \cdot 10^{-8} \text{ W}^{-1} \cdot L^2 I_F ,$$

dabei ist P_F die Leistung der Fundamentalwelle, und es wurde angenommen, daß $I_F^o = I_F^e = I_F/2$ gilt.

Um die Leistung der zweiten Harmonischen bei gegebener Laserleistung P_F und gegebener Kristalllänge L zu steigern, wird die Fundamentalwelle zur Intensivierung von I_F in den Kristall fokussiert. Dies ist eine wirksame Methode, die sich aber nicht beliebig fortsetzen läßt. Zum einen laufen nämlich o - und e -Strahlen aufgrund der Doppelbrechung im Kristall auseinander. Bei kleinen Strahldurchmessern überlappen sich dann die unterschiedlichen Strahlen immer weniger, so daß die Erzeugung der zweiten Harmonischen abnimmt. Man nennt dies den Apertureffekt [14]. Zum anderen wird bei zunehmender Fokussierung der Öffnungswinkel der Strahlen immer größer. Dies hat zur Folge, daß einerseits immer größere Strahlanteile von der Phasenanpassung abweichen und daß andererseits die mittlere Intensität im Kristall durch einen stark ortsabhängigen Strahldurchmesser abnimmt. Beides führt zu einer Abnahme der Konversionseffizienz [15]. Für die Fokussierung der Fundamentalwelle gibt es deshalb ein Optimum.

Die optimale Fokussierung eines Gaußschen Strahls TEM_{00} für die Frequenzverdopplung in einem einachsigen Kristall vom Typ I^2 wurde theoretisch un-

²Bei Kristallen vom Typ I kommt die Fundamentalwelle nur als ordentlicher oder außerordentlicher Strahl vor.

tersucht [15]. Es wurde gezeigt, daß bei Vernachlässigung von Absorption und Doppelbrechung der Strahl so fokussiert werden muß, daß seine Rayleighlänge $z_R = \pi w_0^2 N_F / \lambda_F$ ein Verhältnis von $z_R / L = 0.18$ zur Kristalllänge hat. Die Strahltaile w_0 muß dabei in der Mitte des Kristalls liegen. Die Konversionseffizienz ist in diesem Fall um den Faktor $1/2.7$ kleiner als der Wert, den man gemäß (2.21) berechnet, wenn man dort als Intensität $I_F = P_F / (\pi w_0^2)$ einsetzt.

2.4 Experimenteller Aufbau

Der Aufbau des Dispersionsinterferometers an der KALIF-Anlage ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Das Lasersystem ist an der Vorderseite der Abschirmmauer des KALIF-Areals fest installiert. Das eigentliche Interferometer mit den nicht-linearen Kristallen steht auf einem massiven, aber beweglichen Stativ vor dem Diodenraum, die Detektoroptik und der Differenzdetektor befinden sich wiederum an der Vorderseite der Abschirmmauer.

2.4.1 Das Lasersystem

Das Lasersystem muß zweierlei Anforderungen genügen. Da die Konversionseffizienz bei der Frequenzverdopplung sehr klein ist, muß es erstens einen Laserstrahl mit hoher Leistung erzeugen. Zweitens darf die Laserleistung während des Meßzeitintervalls — also für die Dauer von ca. 100 ns — nur wenig schwanken, damit die Interferenzsignale nicht gestört werden.

Das Lasersystem ist aus einem Dauerstrichlaser und zwei Laserverstärkern aufgebaut. Der Dauerstrichlaser ist ein Nd:YAG-Ringlaser, der einen „single mode, single frequency Strahl“ mit einer Leistung von 715 mW und einer Wellenlänge von 1064 nm erzeugt. Der Laser ist aktiv stabilisiert, so daß Leistungsschwankungen durch Relaxationsoszillationen im μs -Bereich unterdrückt werden. Wichtig ist aber vor allem auch die Konstanz der Leistung im ns-Bereich, da der Laseroszillator mit nur einer longitudinalen Mode schwingt. Die Laserverstärker sind zwei Nd:YAG-Stäbe mit einer Apertur von 3 mm bzw. 6 mm und einer Länge von jeweils 6 cm. Die Laserverstärker werden von Blitzlampen repetierlich mit einer Frequenz von 1 ... 60 Hz gepumpt.

Der Ringlaser hat ein leicht elliptisches Strahlprofil mit einer Strahltaile von $w_{0x} = 0.27 \text{ mm}$ und $w_{0y} = 0.22 \text{ mm}$. Ein Kepler-Fernrohr weitet den Strahl auf einen Durchmesser von 4 mm auf. Das Raumfilter im Fokus des Fernrohrs dient dabei für den Ringlaser als zusätzlicher Schutz vor Reflexen. Hinter dem Faraday-

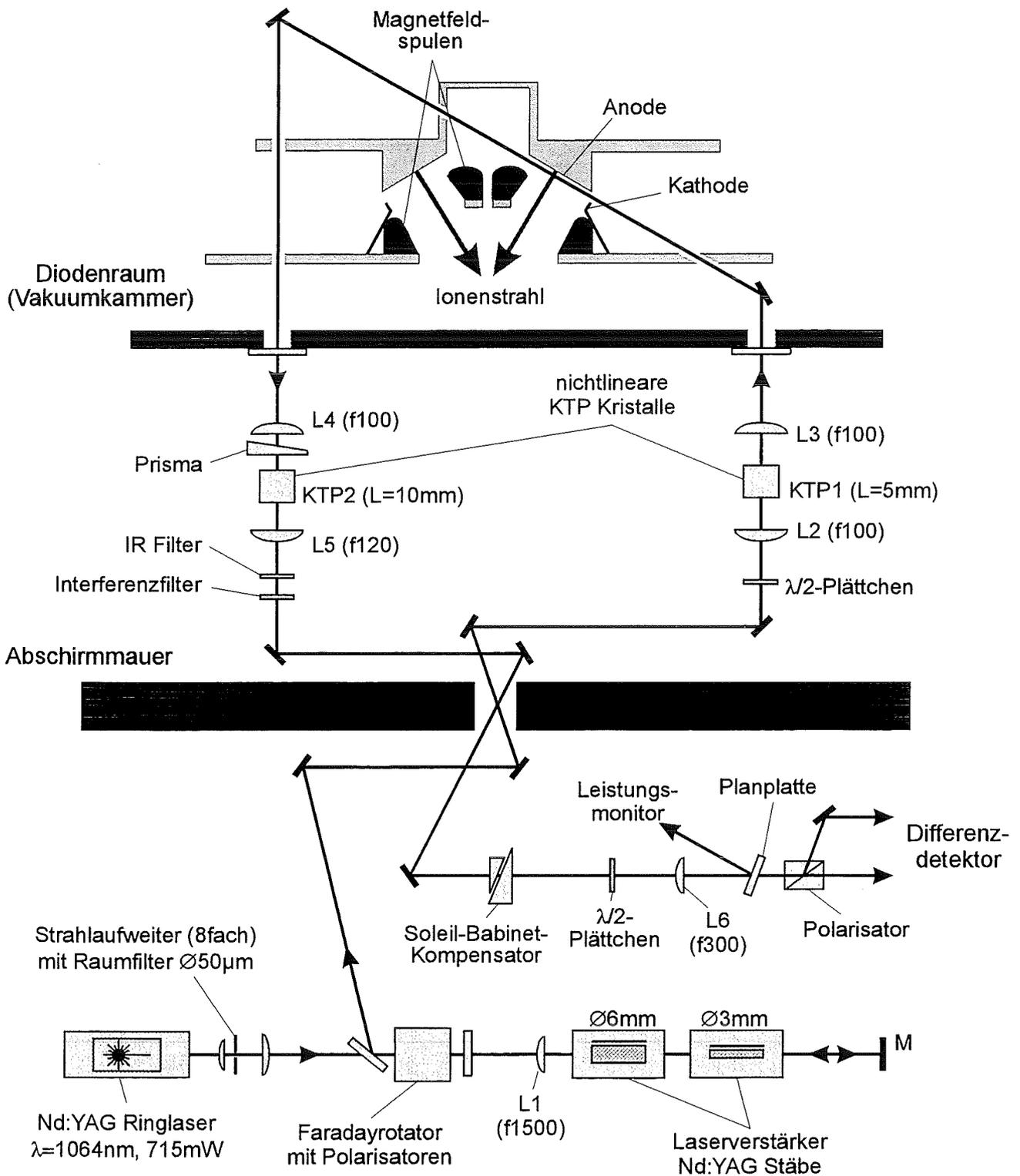


Abbildung 2.4 Aufbau des Dispersionsinterferometers an der KALIF-Anlage.

rotator, der die zunächst horizontale Polarisationsrichtung des Laserstrahls um 45° dreht, fokussiert die Linse $L1$ den Strahl auf den Endspiegel M des Lasersystems. Der Strahl durchläuft die Laserverstärker zweimal und wird auf seinem Rückweg durch $L1$ wieder kollimiert. Danach dreht der Faradayrotator die Polarisationsrichtung um weitere 45° in vertikale Richtung, so daß der Strahl durch den nachfolgenden Polarisator aus dem Lasersystem ausgekoppelt wird. Neben der Auskopplung des Strahls hat der Faradayrotator Schutzfunktion für den Ringlaser. Reflexe, die aus dem Bereich der Laserverstärker zum Ringlaser gelangen, werden durch den Faradayrotator um 34 dB gedämpft.

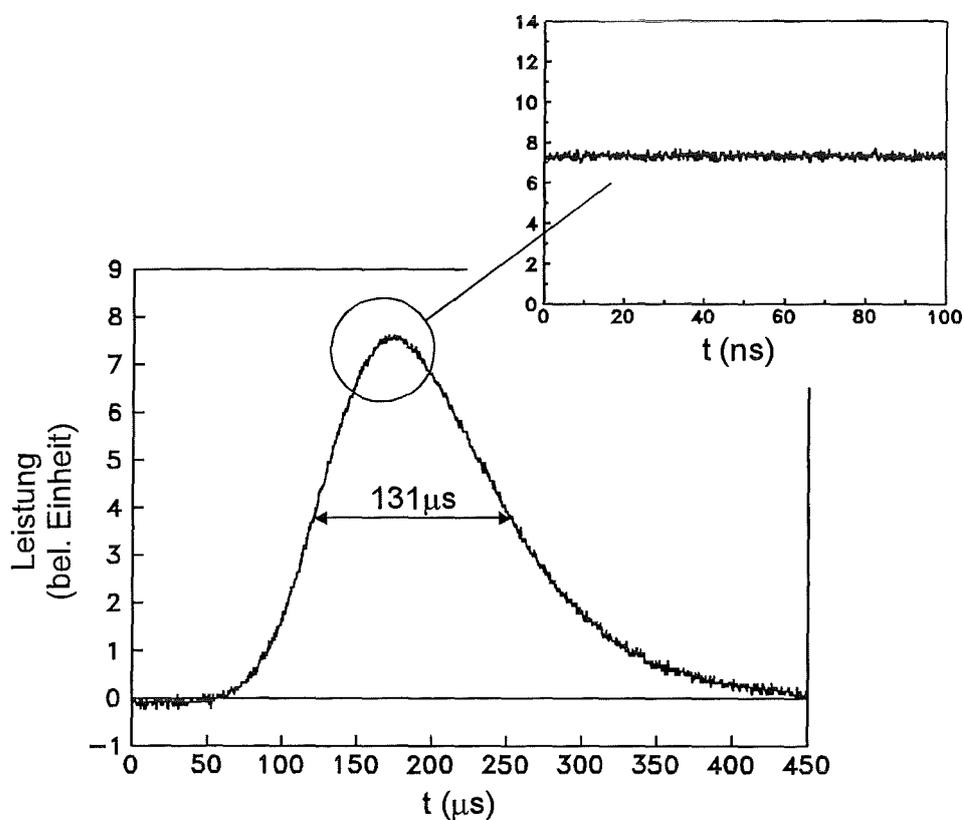


Abbildung 2.5 Pulsform des Laserstrahls. Oben: Messung mit hoher zeitlicher Auflösung im Maximum des Pulses.

Die Ausgangsleistung des Lasersystems beträgt ohne Verstärkung etwa 310 mW (dc). Der cw-Strahl kann ohne Störungen verstärkt werden, solange die Laserverstärkung nicht zu hoch eingestellt ist. Es werden dabei Laserpulse mit einer Spitzenleistung bis zu 70 W erzeugt, was einer 226fachen Verstärkung entspricht.

Die Laserpulse haben eine glatte Pulsform mit einer Pulsdauer von $131\ \mu\text{s}$ (siehe Abbildung 2.5). Wichtig ist, daß die Laserleistung dabei innerhalb kurzer Zeitintervalle mit einer typischen Dauer von $100\ \text{ns}$ praktisch konstant ist.

2.4.2 Das Interferometer

Nach dem Lasersystem wird der Strahl über eine Strecke von etwa $3\ \text{m}$ zum Interferometer vor den Diodenraum geführt (siehe Abbildung 2.4). Das Interferometer hat eine Gesamtlänge³ von $2.91\ \text{m}$ (Wegstrecke $KTP1 - KTP2$), wobei der Abstand zwischen $KTP1$ und dem Beschleunigungsspalt der Diode $1.27\ \text{m}$ und der Abstand zwischen Beschleunigungsspalt und $KTP2$ entsprechend $1.64\ \text{m}$ beträgt.

Ein $\lambda/2$ -Plättchen dreht die vertikale Polarisationsrichtung des Laserstrahls um 45° (Anhang C). Da die Schwingungsebenen in den KTP -Kristallen vertikal und horizontal gerichtet sind, wird der Laserstrahl im Kristall zu gleichen Anteilen in eine vertikal und eine horizontal polarisierte Fundamentalwelle aufgeteilt. Bei dieser Wahl der Polarisationsrichtungen treten im Interferometer nur s - und p -polarisierte Strahlen auf. Dadurch wird vermieden, daß die unterschiedlich polarisierten Teilstrahlen durch die Spiegel vermischt werden.

Zur Erhöhung der Konversionseffizienz wird der Laserstrahl durch $L2$ in den Kristall $KTP1$ fokussiert. Die optimale Brennweite der Linse wurde experimentell ermittelt. Mit den verstärkten Laserpulsen lassen sich somit zweite Harmonische mit einer Spitzenleistung im Bereich von $500\ \text{mW}$ erzeugen (Konversionseffizienz $\approx 10^{-2}$). Beim unverstärkten Laserstrahl beträgt die Leistung der zweiten Harmonischen etwa $35\ \mu\text{W}$ (Konversionseffizienz $\approx 10^{-4}$). Strahlen dieser Leistung sind für das Auge immer noch gut sichtbar, so daß das Interferometer im dc -Betrieb einjustiert werden kann.

Die Linse $L3$ bildet den Fokus des Meßstrahls vom $KTP1$ in den Diodenspalt ab. Danach bildet die Linse $L4$ den Fokus vom Diodenspalt in den zweiten nicht-linearen Kristall $KTP2$ ab, und durch $L5$ wird der Meßstrahl schließlich wieder kollimiert. Ein Infrarotfilter absorbiert dann die Fundamentalwelle, so daß nur noch die zweiten Harmonischen als Teilstrahlen übrigbleiben. Zum Teil wurde außerdem ein schmalbandiges Interferenzfilter ($\lambda 532\ \text{nm}$) benutzt, um zu verhindern, daß Hintergrundstrahlung aus der Ionendiode das Meßsignal überlagert.

Zwischen der Linse $L4$ und $KTP2$ ist ein Prisma eingefügt. Mit diesem Prisma können kleine Winkel zwischen den Teilstrahlen (F_1, ZH_2) korrigiert werden,

³Die Längenangaben gelten für den Aufbau mit der B_{appl} -Diode.

um später ein Interferenzbild mit möglichst homogener Intensitätsverteilung zu erhalten. Solche Winkel können durch die wellenlängenabhängige Brechung an den Oberflächen der Linsen und Kristalle auftreten. Als Prisma wird eine exzentrisch einjustierte Linse mit langer Brennweite ($f=1000$) benutzt. Da der Strahldurchmesser am Ort der Linse ausreichend klein ist, verhält sich die Linse wie ein Prisma, dessen Scheitelwinkel variabel eingestellt werden kann.

2.4.3 Der Differenzdetektor

Der kollimierte Strahl wird über eine Wegstrecke von wiederum etwa 3m vor die Abschirmmauer geführt. Hier folgt zunächst ein Soleil-Babinet-Kompensator, mit dem die Phasendifferenz zwischen den horizontal und vertikal polarisierten Teilstrahlen verändert werden kann. Der Kompensator wird dazu benutzt, den Arbeitspunkt des Interferometers einzustellen. Ein $\lambda/2$ -Plättchen dreht dann die Polarisationsrichtung der beiden Teilstrahlen um jeweils 45° (Anhang C), so daß am nachfolgenden Polarisator von jedem Teilstrahl die horizontal polarisierte Komponente transmittiert und die vertikal polarisierte reflektiert wird. Die Interferenzbilder, die dabei hinter dem Polarisator entstehen, sind komplementär (vgl. Kap. 2.3). Durch die Linse $L6$ werden die Strahlen auf die Detektoren gebündelt.

Eine Planplatte reflektiert einen geringen Anteil der Teilstrahlen auf einen Leistungsmonitor. Da die Polarisationsrichtungen beider Teilstrahlen hier noch senkrecht zueinander stehen, liefert der Monitor ein Signal proportional zur Summe der Leistungen der Teilstrahlen. Als Leistungsmonitor wurde eine Hamamatsu S4753 PIN-Diode benutzt (aktive Fläche $\varnothing 0.4\text{mm}$, Cut-off Frequenz 1.5 GHz, Empfindlichkeit $\sigma_M = 0.3\text{A/W}$). Der Strahlfokus durch $L6$ liegt etwas vor der PIN-Diode, so daß die Diode empfindlich auf Strahlablenkungen reagiert. Mit dem Monitor kann man dann neben der Leistung auch die Strahlablenkung während der Messung kontrollieren.

Der Aufbau des Differenzdetektors ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Im wesentlichen besteht der Detektor aus zwei in Reihe angeordneten PIN-Dioden (EG&G FND100, aktive Fläche $\varnothing 2.54\text{mm}$, Anstiegszeit $< 1\text{ns}$, Empfindlichkeit $\sigma_D = 0.35\text{A/W}$), auf die die Interferenzbilder durch $L6$ gebündelt werden. Die Ströme i_{\pm} , die durch die PIN-Dioden fließen, sind proportional zur jeweils einfallenden Gesamtleistung $P_{\pm} = \int I_{\pm} dA$ der Interferenzsignale. Die Differenz $i_+ - i_-$ dieser Ströme fällt an der Eingangsimpedanz $Z_D = 50\Omega$ eines Digitizers (Tektronix TDS 684, 1.5 GHz) als Meßspannung ab. Bei hochauflösenden Messungen wird zusätzlich ein Vorverstärker benutzt (Verstärkung $v = 12.9$), da die Meßspannung sonst zu klein wäre. Z_D ist dann die Eingangsimpedanz des Vorverstärkers. Für

die Meßspannung am Digitizer gilt demnach

$$U_D = v Z_D \sigma_D (P_+ - P_-). \quad (2.22)$$

Die PIN-Dioden werden mit einem „reverse bias“ von 90 V (Batterien) betrieben, wobei zwei Schutzwiderstände $R_1 = 10 \text{ k}\Omega$ den maximalen dc-Strom durch die PIN-Dioden begrenzen. Während der Messung übernehmen die Kondensatoren $C = 1 \mu\text{F}$ die Funktion der Stromquellen für die Dioden. Aufgrund ihrer geringen Induktivität können die Kondensatoren dabei auch schnell veränderliche Ströme liefern. Der Widerstand $R_2 = 50 \text{ k}\Omega$ hält den gemeinsamen Kontakt zwischen den Dioden im Leerlaufbetrieb ($P_{\pm} \approx 0 \text{ W}$) auf dem Potential 0 V. Somit ist die Schaltung zu jedem Zeitpunkt in einem definierten Zustand. Die eigentliche Messung wird durch R_2 nicht gestört, denn der Strom durch den Widerstand ist dabei vernachlässigbar klein.

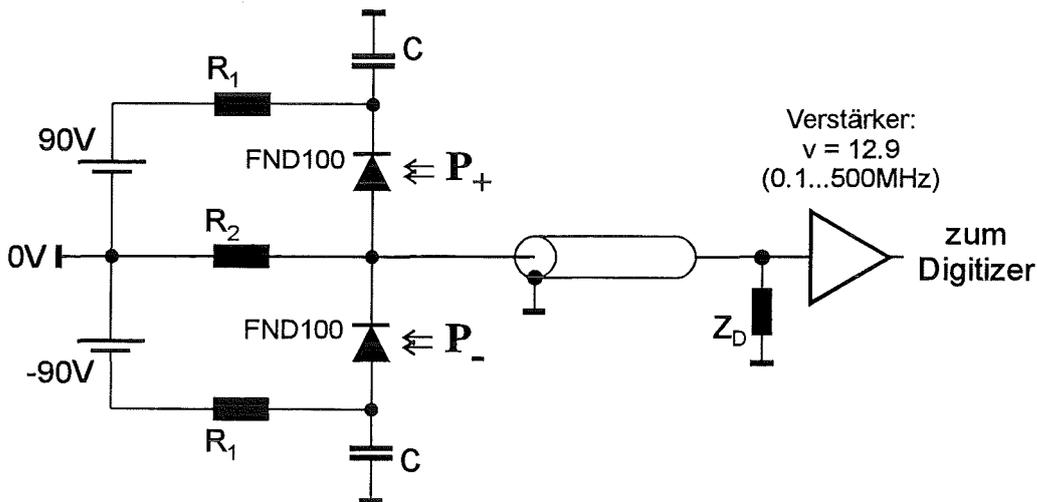


Abbildung 2.6 Der Differenzdetektor.

2.5 Meßdatenaufnahme

Der Meßvorgang besteht aus mehreren Schritten. Zunächst wird die Laserverstärkung festgelegt und der Strahlengang des Interferometers einjustiert. Dann werden die Eichfaktoren zu dieser Einstellung in zwei Referenzmessungen bestimmt. Nach dieser Vorbereitung kann die eigentliche Messung durchgeführt werden.

Die PIN-Dioden des Differenzdetektors integrieren die Intensitätsverteilung der Interferenzbilder auf ihrer aktiven Fläche und liefern Ströme $i_{\pm}(t)$ proportional zur gesamten einfallenden Leistung. Mit (2.14) folgt:

$$i_{\pm}(t) = \sigma_{\pm} \int r_{\pm} \left(I_1(t) + I_2(t) \pm 2\sqrt{I_1(t)I_2(t)} \cos(\varphi_0 + \Delta\varphi(t)) \right) dA . \quad (2.23)$$

Hierbei wurde berücksichtigt, daß der Polarisator vor dem Differenzdetektor die Teilstrahlen mit etwas unterschiedlicher Reflektion r_+ und Transmission r_- aufspaltet, und daß außerdem die Empfindlichkeiten σ_{\pm} der PIN-Dioden voneinander abweichen können. Wenn man vereinfachend annimmt, daß die Teilstrahlen $I_1(t), I_2(t)$ identische Strahlprofile und Wellenfronten haben, läßt sich (2.23) einfach integrieren, und mit Hilfe von (2.22) erhält man für die Meßspannung des Differenzdetektors:

$$U_D(t) = v Z_D \left((\sigma_+ r_+ - \sigma_- r_-) (P_1(t) + P_2(t)) + (\sigma_+ r_+ + \sigma_- r_-) 2\sqrt{P_1(t)P_2(t)} \cos(\varphi_0 + \Delta\varphi(t)) \right) . \quad (2.24)$$

Dabei sind $P_1(t), P_2(t)$ die Gesamtleistungen der Teilstrahlen. Die Meßspannung des Leistungsmonitors entspricht der Summe dieser Leistungen:

$$U_M(t) = a_1 P_1(t) + a_2 P_2(t) , \quad (2.25)$$

wobei a_1 und a_2 konstante Faktoren sind. Da die Leistungen der Teilstrahlen proportional zueinander sind, können $P_1(t)$ und $P_2(t)$ in (2.24) durch $U_M(t)$ ersetzt werden, und man erhält somit für das Signal des Differenzdetektors die allgemeine Beziehung

$$U_D(t) = v \left(A U_M(t) + (-1)^m B U_M(t) \cos(\varphi_0 + \Delta\varphi(t) - m\pi) \right) . \quad (2.26)$$

A und B sind zeitlich konstante Faktoren, wobei das Verhältnis $|A/B| < 1$ klein ist und ganz verschwindet, wenn $r_{\pm} = 1/2$ und $\sigma_{\pm} = \sigma_D$ ist. Um die \cos -Funktion eindeutig umkehren zu können, wurde ihr Argument um den Term $-m\pi$ erweitert. Die ganze Zahl m muß dabei so gewählt werden, daß $(\varphi_0 + \Delta\varphi(t) - m\pi) \in [0, \pi)$ ist.

Die Konstanten A und B sind Eichfaktoren, die für die Auswertung des Meßsignals experimentell ermittelt werden müssen. Dazu werden zwei Referenzmessungen durchgeführt ($\Delta\varphi(t) = 0, v = 1$), bei denen der Arbeitspunkt φ_0 des Interferometers so eingestellt wird, daß das Meßsignal seinen minimalen bzw. maximalen

Wert $U_D^{min}(t), U_D^{max}(t)$ annimmt. Für die Eichfaktoren gilt dann:

$$A = \frac{1}{2} \left(\left\langle \frac{U_D^{max}(t)}{U_M(t)} \right\rangle + \left\langle \frac{U_D^{min}(t)}{U_M(t)} \right\rangle \right) \quad (2.27)$$

$$B = \frac{1}{2} \left(\left\langle \frac{U_D^{max}(t)}{U_M(t)} \right\rangle - \left\langle \frac{U_D^{min}(t)}{U_M(t)} \right\rangle \right), \quad (2.28)$$

wobei jeweils über die gesamte Dauer des Laserpulses gemittelt wird.

Vor der eigentlichen Messung wird ein Nullabgleich $U_D \approx 0$ des Interferometers durchgeführt. Der Arbeitspunkt φ_0 wird dabei etwas von $(m + 1/2)\pi$ abweichen, wenn der Eichfaktor $A \neq 0$ ist. Außerdem kann φ_0 von Puls zu Puls etwas schwanken, so daß die Meßspannung U_D im allgemeinen einen kleinen Offset hat. Der genaue Wert von φ_0 läßt sich dann aus der Baseline am Anfang ($t < t_0$) der Messung bestimmen, wenn $\Delta\varphi(t) = 0$ ist:

$$\varphi_0 \approx (-1)^m \frac{\bar{U}_D - vA\bar{U}_M}{vB\bar{U}_M} + \left(m + \frac{1}{2}\right) \pi. \quad (2.29)$$

Hierbei wird der Mittelwert $\bar{U}_D = \langle U_D(t) \rangle$ über $t < t_0$ verwendet, da sich die Meßspannung $U_D(t)$ am Anfang nicht ändert. Der Leistungsmonitor $U_M(t)$ kann über die gesamte Meßzeit gemittelt werden $\bar{U}_M = \langle U_M(t) \rangle$, denn die Leistung des Laserpulses bleibt während dieser Zeitspanne praktisch konstant (vgl. Abbildung 2.5). Damit sind aber alle Faktoren bekannt, so daß die Phasendifferenz aus der Meßspannung berechnet werden kann:

$$\Delta\varphi(t) = \arccos \left((-1)^m \frac{U_D(t) - vA\bar{U}_M}{vB\bar{U}_M} \right) - \varphi_0 + m\pi \quad (2.30)$$

$$\approx (-1)^m \frac{U_D(t) - \bar{U}_D}{vB\bar{U}_M} \quad \left(|\Delta\varphi(t)| < \frac{\pi}{4} \right). \quad (2.31)$$

Im Falle eines Plasmas erhält man mit (2.12) und (2.31) für die mittlere Elektronenliniendichte:

$$\bar{n}_e l = \frac{(-1)^m}{4.5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2} \frac{U_D(t) - \bar{U}_D}{vB\bar{U}_M}. \quad (2.32)$$

Verwendet man (2.31) für die Auswertung, dann wird der Fehler $\delta\Delta\varphi(t)$ der Phasendifferenz verursacht durch den Fehler des Verstärkungsfaktors δv , den Fehler des Eichfaktors δB sowie durch das Rauschen und die Störungen der Meßspannung $\delta(U_D(t) - \bar{U}_D)$. Die Größen \bar{U}_D und \bar{U}_M können aufgrund der Mittelung sehr

genau bestimmt werden und tragen deshalb zum Fehler der Phasendifferenz nichts bei. Man erhält:

$$\left(\frac{\delta\Delta\varphi(t)}{\Delta\varphi(t)}\right)^2 = \left(\frac{\delta v}{v}\right)^2 + \left(\frac{\delta B}{B}\right)^2 + \left(\frac{\delta(U_D(t) - \bar{U}_D)}{U_D(t) - \bar{U}_D}\right)^2. \quad (2.33)$$

Der relative Fehler von B läßt sich mit Hilfe von (2.28) ableiten. Bei den durchgeführten Messungen war $\delta B/B \approx 5\%$, und der Verstärkungsfaktor hatte einen relativen Fehler von $\delta v/v \approx 7.5\%$. Die Schwankung $\delta(U_D(t) - \bar{U}_D)$ war bei den einzelnen Messungen sehr unterschiedlich und wurde anhand der Meßergebnisse jeweils neu abgeschätzt.

2.6 Beschränkung des Auflösungsvermögens

Für das Auflösungsvermögen des Interferometers findet man mit Hilfe von (2.32):

$$(\bar{n}_{el})_{min} = \frac{1}{4.5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2} \frac{(U_D)_{min}}{vB\bar{U}_M}, \quad (2.34)$$

wobei $(U_D)_{min}$ die kleinste meßbare Signalspannung am Digitizer ist. Wenn man vereinfachend annimmt, daß die Teilstrahlen des Interferometers gleiche Leistungen haben, $P_1 = P_2 = P$, und daß beim Differenzdetektor $\sigma_{\pm} = \sigma_D$ und $r_{\pm} = 1/2$ ist, führt dies zu:

$$(\bar{n}_{el})_{min} = \frac{1}{4.5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2} \frac{(U_D)_{min}}{v2Z_D\sigma_DP}. \quad (2.35)$$

Die Ursachen für die Begrenzung des Auflösungsvermögens sind Störungen des Interferenzsignals sowie Störungen der Signalspannung durch Rauschen und elektromagnetische Einstreuungen.

Auch wenn der Laserstrahl eine glatte Pulsform hat, zeigt das Interferenzsignal Störungen. Der Grund für diese Störungen liegt darin, daß die Eichfaktoren A und B in (2.26) im allgemeinen von den Strahlprofilen und Wellenfronten der Teilstrahlen abhängen. Wenn sich die Strahlprofile und Wellenfronten aber während der Pulserzeugung mit den Laserverstärkern ändern, so ändern sich auch die Eichfaktoren und mit ihnen die Signalspannung U_D . Abbildung 2.7 zeigt die Störungen des Interferenzsignals bei einer typischen Nullmessung ($\Delta\varphi(t) = 0$). Diese Störungen haben verhältnismäßig niedrige Frequenzen, so daß Messungen mit einem kurzen Meßzeitintervall (typ. 100 ns) nicht beeinflußt werden. Es ist allerdings notwendig, den Meßbereich des Digitizers ausreichend groß einzustellen, um sicherzugehen, daß das Signal innerhalb des Meßbereichs liegt. Dadurch wird

das Auflösungsvermögens beschränkt, denn die Auflösung des Digitizers beträgt etwa 1.5% des Meßbereichs.

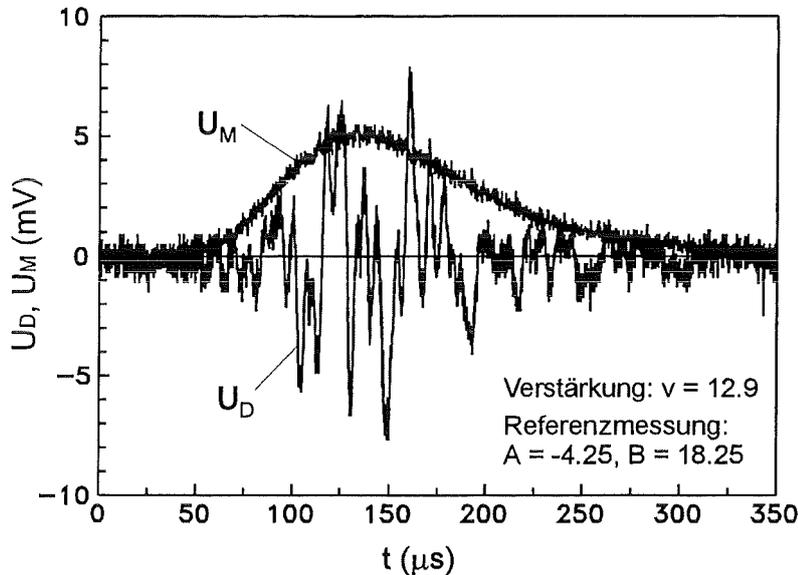


Abbildung 2.7 Störung des Interferenzsignals U_D bei einer Messung im Nullabgleich.

Wie Abbildung 2.7 zeigt, liegen die Störungen der Meßspannung unter 1% der Signalamplituden $|v(A \pm B)U_M(t)|$. Man wird deshalb einen Meßbereich von $2\% \cdot |vBU_M(t)|$ wählen, so daß eine Meßspannung von $(U_D)_{min} \approx 3 \cdot 10^{-4} \cdot |vBU_M(t)|$ am Digitizer aufgelöst werden kann. Wegen (2.34) erhält man damit für die Auflösung der Elektronenliniendichte

$$(\bar{n}_{el})_{min}^{Meßbereich} \approx 7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} .$$

Das Rauschen der Meßspannung U_D wird im wesentlichen durch das Gerätesrauschen von Digitizer und Vorverstärker und durch das statistische Rauschen des Stroms in den PIN-Dioden verursacht. Das Gerätesrauschen von Digitizer und Verstärker wurde experimentell bestimmt. Im typischen Meßbereich von 100 mV beträgt das Rauschen etwa 1.8 mV. Das Auflösungsvermögen für die Elektronenliniendichte wird dadurch beschränkt auf

$$(\bar{n}_{el})_{min}^{System} = \frac{1}{4.5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2} \frac{1.8 \text{ mV}}{v2Z_D\sigma_D P} .$$

Durch die PIN-Dioden fließt im Nullabgleich ein Strom von jeweils $i = \sigma_D P$. Bei einer Bandbreite von $\nu_B = 400$ MHz hat jeder dieser Ströme ein statistisches Rauschen von $i_N = \sqrt{2e\nu_B\sigma_D P}$. Da die Differenz der Ströme gemessen wird, vergrößert sich dieses Rauschen noch um einen Faktor $\sqrt{2}$. Berücksichtigt man die Verstärkung v und die „noise figure“ $NF = 2.9$ dB des Vorverstärkers, entspricht das statistische Rauschen am Digitizer einer Spannung von $vNFZ_D\sqrt{2}i_N$. Mit Hilfe von (2.35) erhält man somit als Beschränkung des Auflösungsvermögens für die Elektronenliniendichte:

$$(\bar{n}_{el})_{min}^{stat. Rauschen} = \frac{1}{4.5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2} NF \sqrt{\frac{e\nu_B}{\sigma_D P}}.$$

In Abbildung 2.9 sind die unterschiedlichen Begrenzungen des Auflösungsvermögens zusammengefaßt. Durch die Störungen des Interferenzsignals (a) gibt es eine von der Strahlleistung P unabhängige untere Grenze des Auflösungsvermögens. Dagegen ist der Einfluß des Geräterauschens (c) und des statistischen Rauschens des Stroms (b) von der Leistung P abhängig und wird um so kleiner, je größer die Leistung ist.

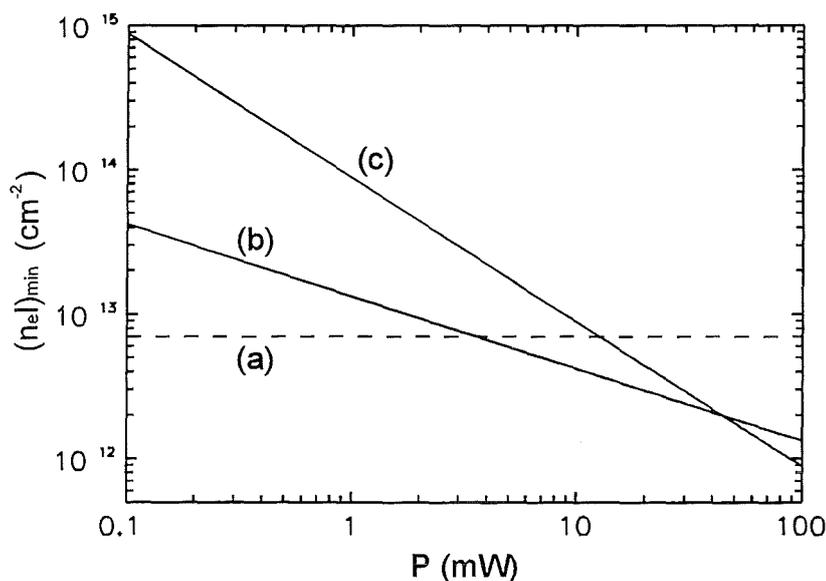


Abbildung 2.9 Beschränkung des Auflösungsvermögens durch:
 (a) Störungen des Interferenzsignals, (b) statistisches Rauschen des Stroms, (c) Geräterauschen.

Man muß allerdings bedenken, daß die Begrenzung durch das Rauschen jeweils unter den vereinfachenden Annahmen von (2.35) abgeleitet wurde. Ginge man statt

dessen von (2.34) aus, würde sich die Begrenzung $(\bar{n}_{el})_{min}$ nach oben verschieben, da im allgemeinen $B\bar{U}_M < 2Z_D\sigma_DP$ ist.

Ein zusätzliches Problem stellen elektromagnetische Einstreuungen durch HV-Pulsgeneratoren dar. Da die Signalspannung des Detektors sehr klein ist, können Einstreuungen das Signal schnell überlagern. Der Detektor und der Digitizer wurden deshalb sorgfältig abgeschirmt. Dadurch konnten die elektromagnetischen Einstreuungen auf eine Größenordnung gedämpft werden, die mit dem Rauschen des Meßsystems vergleichbar ist.

2.7 Das räumliche Auflösungsvermögen

Das räumliche Auflösungsvermögen des Interferometers ist durch den Fokusedurchmesser des Meßstrahls beim Meßobjekt festgelegt. Für die Messungen an KALIF wurde das räumliche Auflösungsvermögen an einem Testaufbau im Labor bestimmt. Das Interferometer hatte dabei ähnliche Abmessungen wie der Meßaufbau an KALIF (siehe Abbildung 2.4), wobei der Meßstrahl mit der Linse $L3$ über einen Abstand von 1.8 m fokussiert wurde. Um den Fokusedurchmesser des Meßstrahls zu bestimmen, wurden die Strahlprofile der Teilstrahlen mit einer CCD-Kamera aufgenommen. Dazu wurde jeweils einer der Teilstrahlen von einem Filter absorbiert, so daß die Teilstrahlen nacheinander getrennt aufgenommen werden konnten.

Ein typisches Meßergebnis ist in Abbildung 2.9 wiedergegeben. Darin ist links das Strahlprofil der Fundamentalwelle dargestellt und rechts das der zweiten Harmonischen. Beide Teilstrahlen haben eine gaussförmige Intensitätsverteilung, wobei der Durchmesser der Fundamentalwelle ($d_F = 0.65$ mm) etwa doppelt so groß ist wie der Durchmesser der zweiten Harmonischen ($d_{ZH} = 0.35$ mm). Dieser Unterschied läßt sich durch die Beugungsbegrenzung bei der Fokussierung erklären, die fordert, daß der Fokusedurchmesser proportional zur Wellenlänge zunimmt:

$$d \sim L \cdot \frac{\lambda}{D} . \quad (2.36)$$

Dabei ist L der Abstand, über den fokussiert wird, und D ist der Strahldurchmesser bei der Linse. Man erwartet deshalb, daß $d_F/d_{ZH} \approx \lambda_F/\lambda_{ZH} = 2$ ist.

Die Messungen ergeben ein räumliches Auflösungsvermögen von

$$d_{min} < 0.7 \text{ mm} .$$

Für die Messungen an KALIF stellt dieser Wert eine sichere obere Grenze dar. Beim Meßaufbau konnte dort nämlich der Abstand zwischen der Linse $L3$ und der

Ionendiode auf 1.27m verkürzt werden. Entsprechend (2.36) erwartet man dann eine räumliche Auflösung von $d_{min} \approx 0.5$ mm.

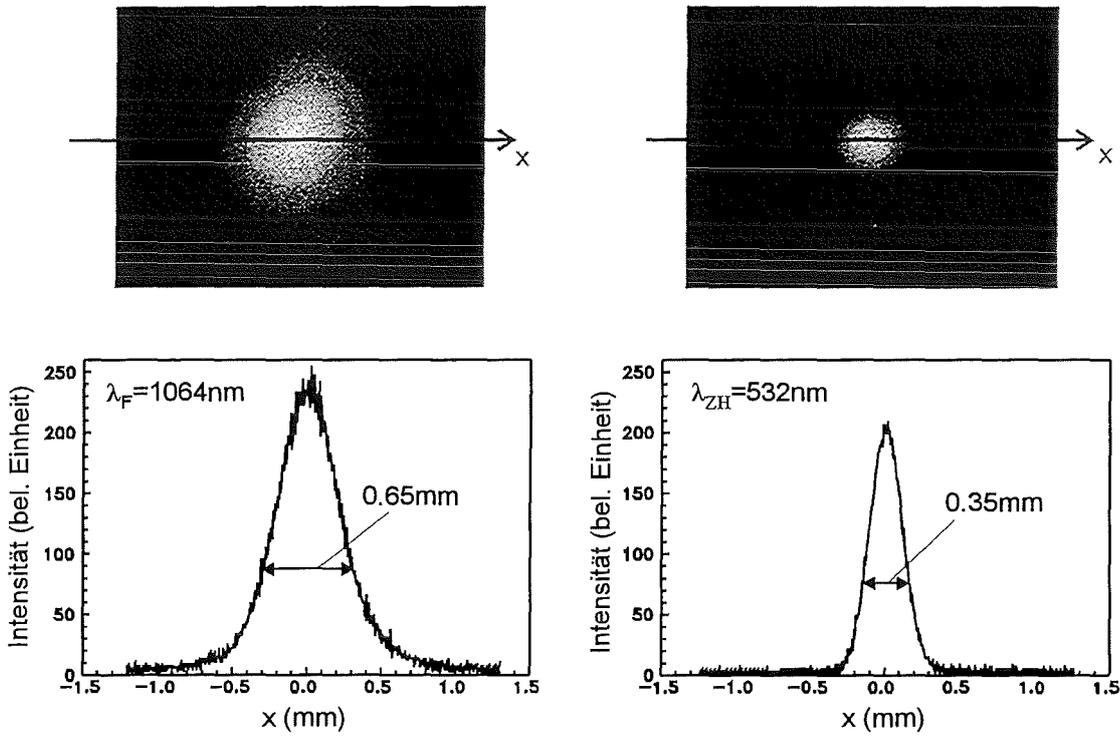


Abbildung 2.9 Strahlprofile von Fundamentalwelle und zweiter Harmonischen im Fokus des Meßstrahls. Oben: Aufnahmen der CCD-Kamera, unten: Intensitätsverlauf.

3 Testmessungen mit dem Dispersionsinterferometer

Bevor das Interferometer an KALIF eingesetzt wurde, wurden zunächst Testmessungen im Labor durchgeführt. Diese Testmessungen werden im folgenden beschrieben.

3.1 Die Dispersion von Luft als Funktion des Drucks

Die Meßdatenaufnahme und die Stabilität des Interferometers wurden anhand eines bekannten Meßobjekts überprüft. Dazu wurde die Dispersion von Luft ($N_{ZH} - N_F$) in Abhängigkeit des Drucks gemessen.

Der Brechungsindex von Luft ist gut bekannt und kann deshalb als Referenz benutzt werden. Im sichtbaren bis nahen infraroten Spektralbereich ($0.436 \dots 8.68 \mu\text{m}$) fand J. Koch für den Brechungsindex die Formel [16]:

$$N^2 - 1 = a + \frac{b}{\lambda^2 - \lambda_0^2}. \quad (3.1)$$

Für Normalbedingungen $T_0 = 273 \text{ K}$ und $p_0 = 760 \text{ Torr}$ wird angegeben:

$$a = 57.642 \cdot 10^{-8}, \quad b = 327.7 \cdot 10^{-2} \text{ nm}^2 \quad \text{und} \quad \lambda_0 = 75.4 \text{ nm}.$$

Die Größen a und b sind proportional zur Dichte von Luft, so daß der Brechungsindex mit Hilfe der Zustandfunktion eines idealen Gases auch für andere Drücke und Temperaturen berechnet werden kann. In guter Näherung erhält man somit für die Dispersion von Luft:

$$N_{ZH} - N_F = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{b}{\lambda_{ZH}^2 - \lambda_0^2} - \frac{b}{\lambda_F^2 - \lambda_0^2} \right) \cdot \frac{T_0}{T} \cdot \frac{p}{p_0}. \quad (3.2)$$

Die Dispersion wächst demnach mit dem Druck linear an.

Für die Durchführung der Messung wurde der Meßstrahl des Interferometers durch eine Vakuumkammer geführt. Die Wegstrecke durch die Vakuumkammer betrug dabei $L = 75 \text{ cm}$ (siehe Abbildung 3.1). In einer Meßreihe wurde dann der Druck in der Vakuumkammer schrittweise erhöht und zu jedem eingestellten Druck die Dispersion der eingeschlossenen Luft in einer Einzelmessung aufgenommen. Der Aufbau des Interferometers entsprach dem in Abbildung 2.4. Eine

Verstärkung der Meßspannung vom Differenzdetektor war nicht notwendig ($\nu=1$), da die Phasendifferenz während der Meßreihe mehrere Perioden durchlief und sich die Meßspannung somit ausreichend stark änderte.

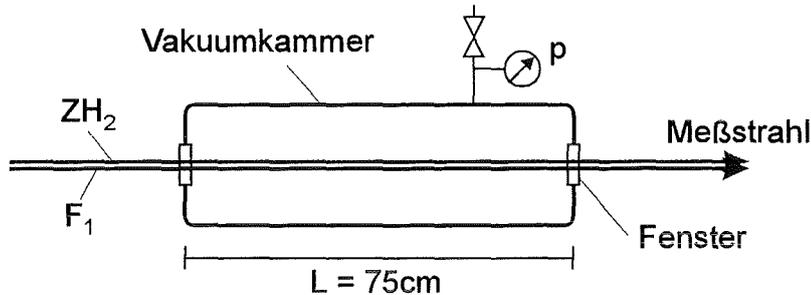


Abbildung 3.1 Messanordnung.

Die Meßdatenaufnahme unterschied sich etwas von der in Abschnitt 2.5 beschriebenen. Es drehte sich hier nämlich nicht um eine Kurzzeitmessung mit schnell veränderlicher Phasendifferenz, sondern um eine Reihe von Einzelmessungen mit jeweils konstanter Phasendifferenz. Die Einzelmessungen wurden jeweils während einem festen Zeitintervall von $20\mu\text{s}$ im Maximum des Laserpulses durchgeführt. Die Laserleistung blieb dabei hinreichend genau konstant (vgl. Abbildung 2.6). Wie für eine Kurzzeitmessung wurden die Eichfaktoren A und B vor Beginn der Meßreihe in zwei Referenzmessungen bestimmt. Der Arbeitspunkt φ_0 wurde danach bei einem Nullabgleich des Interferometers eingestellt und blieb im weiteren konstant. Bei der ersten Einzelmessung, bei $p = 0\text{ Torr}$ und $\Delta\varphi = 0$, wurde die genaue Einstellung des Arbeitspunktes mit Hilfe von (2.29) bestimmt. Für die Auswertung der Phasendifferenz $\Delta\varphi$ wurde (2.30) verwendet. Da sich die Phasendifferenz während einer Einzelmessung nicht ändert, wurde dabei das Meßsignal $U_D(t)$ genauso wie der Leistungsmonitor $U_M(t)$ über das Meßzeitintervall von $20\mu\text{s}$ gemittelt. Die Dispersion wurde mit Hilfe von (2.10) und (2.30) aus den Messwerten abgeleitet:

$$N_{ZH} - N_F = \frac{\lambda_{ZH}}{2\pi L} \cdot \left(\arccos \left((-1)^m \frac{\overline{U}_D - A\overline{U}_M}{B\overline{U}_M} \right) - \varphi_0 + m\pi \right). \quad (3.3)$$

Das Ergebnis einer Meßreihe zeigt Abbildung 3.2. Oben ist das normierte Interferenzsignal $\overline{U}_D/\overline{U}_M$ in Abhängigkeit des Drucks dargestellt, darunter die abgeleitete Dispersion $N_{ZH} - N_F$. Mit Hilfe von (3.2) wurde außerdem die Dispersion für die Labortemperatur $T = 293\text{ K}$ berechnet und als Referenz eingezeichnet.

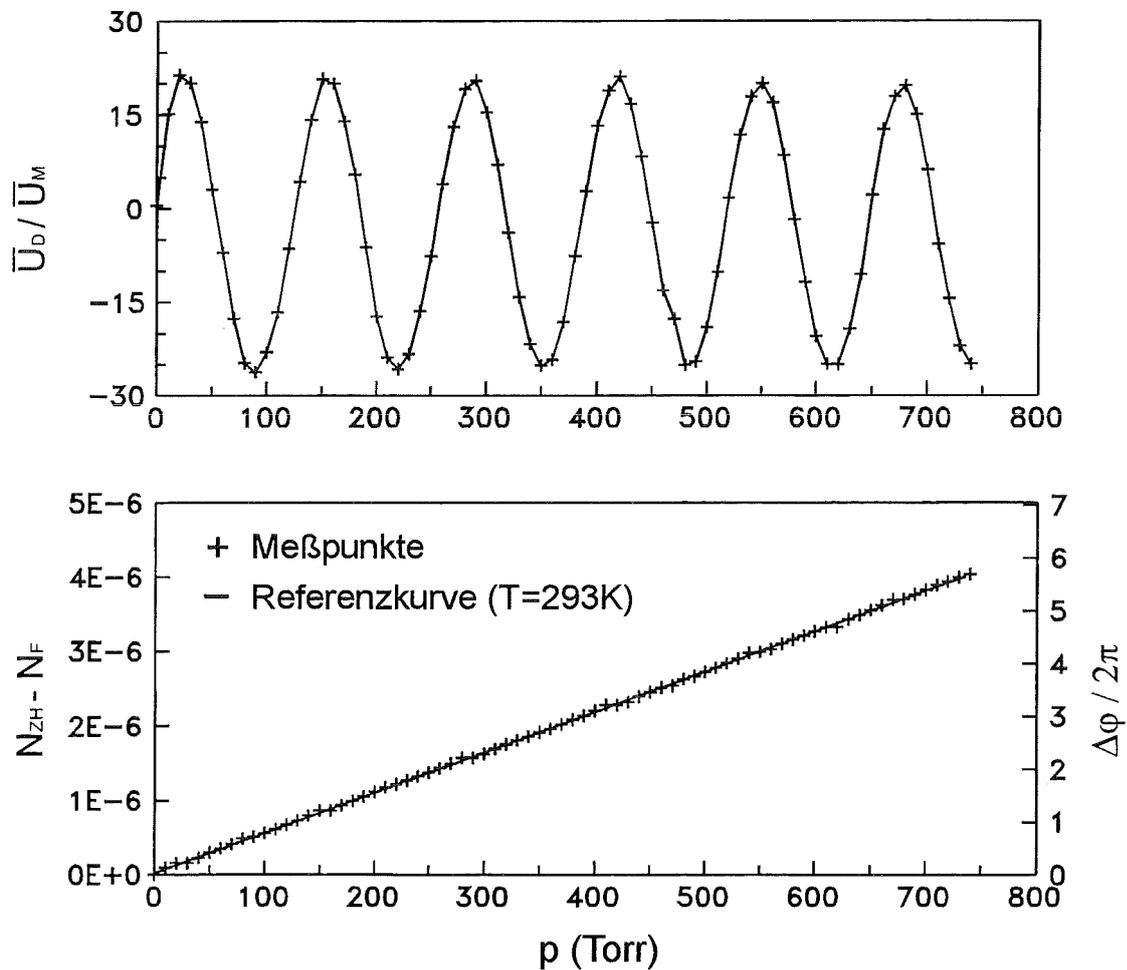


Abbildung 3.2 Messung der Dispersion von Luft in Abhängigkeit vom Druck. Oben: Interferenzsignal normiert mit Leistungsmonitor, unten: Dispersion $N_{ZH} - N_F$.

Die Referenzmessungen ergaben für die dargestellte Meßreihe die Eichfaktoren: $A = -3.6$ und $B = 21.6$. Der Arbeitspunkt betrug $\varphi_0 = 1.56\pi$. Da die Meßspannung \bar{U}_D während der Meßreihe mehrmals sein Minimum bzw. Maximum durchlief, können die Eichfaktoren auch direkt aus dem Meßergebnis bestimmt werden. Aus \bar{U}_D / \bar{U}_M in Abbildung 3.2 erhält man: $A' = -2.8$ und $B' = 22.9$. Der Vergleich zeigt, daß die Eichfaktoren der Referenzmessung gut mit dem Meßergebnis übereinstimmen. Der geringe Unterschied, den man feststellt, wird durch den Soleil-Babinet-Kompensator (siehe Abbildung 2.4) verursacht. Mit dem Kompensator wird die Phasendifferenz bei der Referenzmessung so eingestellt, daß die

Meßspannung ihren minimalen bzw. maximalen Wert annimmt. Der Kompensator verschiebt dabei nicht nur die Phasendifferenz der Teilstrahlen, sondern verändert auch die Form des Interferenzmusters geringfügig. Dadurch ändern sich die Eichfaktoren A und B , und es kommt zu einer Verfälschung der Meßspannung. Zukünftig könnte dies verbessert werden, indem man den Kompensator durch ein regulierbares dispersives Element im Interferometer ersetzt (z.B. durch eine Kavität mit regulierbarem Luftdruck). Mit einem solchen Element sollte die Form des Interferenzmusters erhalten bleiben.

Das Ergebnis der Messung liefert den erwarteten linearen Anstieg der Dispersion mit dem Druck, wobei die Meßwerte in guter quantitativer Übereinstimmung mit der Referenzkurve sind. Ebenso demonstriert das Ergebnis die Stabilität des Interferometers, denn obwohl die gesamte Meßreihe eine Zeitdauer von ca. 45 Minuten beanspruchte, läßt sich aus der Meßkurve keinerlei Drift des Interferometers ablesen. Die Auswertung der Daten ergibt eine maximale Schwankung der Phasendifferenz um die Referenzkurve von weniger als 0.16π . Die mittlere Drift des Arbeitspunktes φ_0 ist kleiner als $0.06\pi/45$ min. Dies bedeutet, daß der Arbeitspunkt auch über einen langen Zeitraum zuverlässig erhalten bleibt. Das Dispersionsinterferometer bietet somit die Möglichkeit, bei einem wohldefinierten Arbeitspunkt zu messen.

3.2 Elektronendichtemessung an einem Plasmagenerator

In einem weiteren Vorversuch wurde das Dispersionsinterferometer an einem Plasmagenerator getestet. Der Generator erzeugte Plasmen in Einzelimpulsen mit einer Dauer von etwa $6\ \mu\text{s}$. Da die Laserleistung beim Interferometer während dieser Zeitspanne praktisch konstant ist und da auch die Störungen des Interferenzsignals typischerweise größere Zeitkonstanten haben (vgl. Kap. 2.6), waren empfindliche Messungen der Elektronendichte des Plasmas möglich. Der spätere Einsatz des Interferometers an KALIF konnte somit getestet werden.

Der Plasmagenerator, der in früheren Arbeiten eingehend untersucht wurde [17], ist koaxial aufgebaut und hat einen Durchmesser von etwa 2 cm (siehe Abbildung 3.3). Außen- und Innenleiter sind durch ein Dielektrikum aus Polyethylen voneinander isoliert. Durch eine Gleitentladung zwischen den Elektroden entsteht auf der Oberfläche des Dielektrikums ein Plasma. Da das Dielektrikum an seiner Oberfläche mit Graphit beschichtet wurde, setzte sich das Plasma im wesentlichen aus unterschiedlich stark ionisiertem Kohlenstoff zusammen. Der Plasmagenerator befand sich in einer Vakuumkammer, die bei den Messungen auf einen Druck von

ca. $2.5 \cdot 10^{-4}$ Torr abgepumpt wurde. Betrieben wurde der Plasmagenerator mit einem Hochspannungsimpulsgenerator, der Einzelimpulse mit einer Spannungsamplitude von 17kV lieferte. Dieser Impulsgenerator war im wesentlichen aus drei parallel geschalteten Kondensatoren aufgebaut und hatte eine effektive Gesamtkapazität von $C = 1.8 \mu\text{F}$. Die gesamte Anordnung wird im Ersatzschaltbild als RLC -Kreis, d.h. als Reihenschaltung einer effektiven Induktivität L , Kapazität C und eines effektiven Ohmschen Widerstandes R behandelt. Denn sowohl die Kabelverbindungen zwischen HV-Impulsgenerator und Plasmagenerator als auch der Plasmagenerator und das erzeugte Plasma stellen jeweils einen induktiven und Ohmschen Widerstand dar.

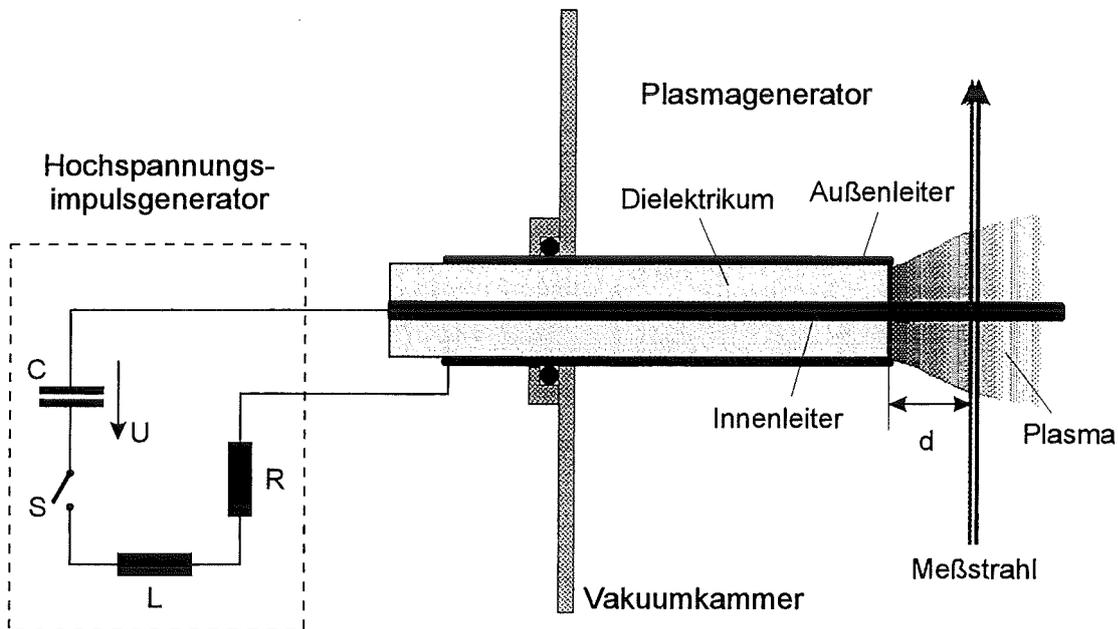


Abbildung 3.3 Versuchsanordnung für die Elektronendichtemessung am Plasmagenerator.

Die Elektronendichte des Plasmas wurde in unterschiedlichen Abständen d vom Plasmagenerator gemessen (Abbildung 3.3). Das Dispersionsinterferometer war dabei wie in Abbildung 2.4 aufgebaut. Gleichzeitig zur Elektronendichte wurde das elektrische Verhalten des Plasmagenerators beobachtet. Dazu wurde der Strom gemessen mit Hilfe einer Rogowskispule [18], die um den Innenleiter des Plasmagenerators angeordnet war (in Abbildung 3.3 nicht eingezeichnet).

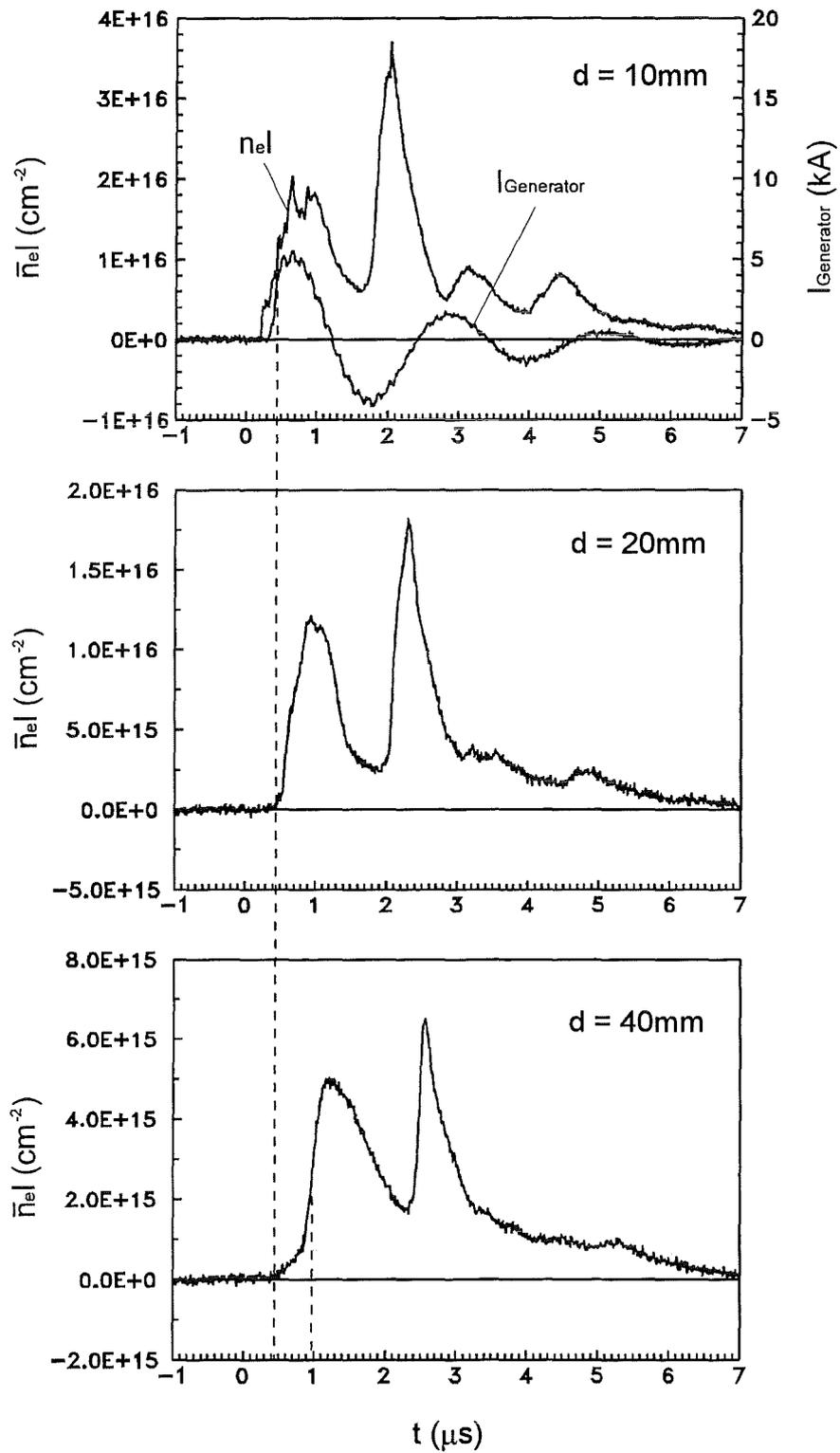


Abbildung 3.4 Elektronendichte in unterschiedlichen Abständen zum Plasmagenerator.

Abbildung 3.4 zeigt typische Meßergebnisse. Die Elektronendichte wurde hier in zunehmenden Abständen von 10, 20 und 40 mm zum Plasmagenerator gemessen. Im ersten Diagramm ist neben der Elektronendichte der Strom durch den Plasmagenerator eingetragen. Wie von einem RLC -Kreis nicht anders zu erwarten, schwingt der Strom wie ein gedämpfter harmonischer Oszillator. Aus der Schwingungsperiode des Stroms ($2.2 \mu\text{s}$) und der Zeit, in der die Einhüllende der Stromkurve auf das $1/e$ -fache ihres Wertes abfällt ($2 \mu\text{s}$), lassen sich mit Hilfe der bekannten Kapazität des HV-Impulsgenerators ($1.8 \mu\text{F}$) die effektive Induktivität und der effektive Ohmsche Widerstand des RLC -Kreises bestimmen. Man erhält die Werte $L = 66 \text{ nH}$ und $R = 66 \text{ m}\Omega$. Da der Stromverlauf bei den unterschiedlichen Messungen nur wenig schwankte, ist die Meßkurve des ersten Diagramms auch für die übrigen Messungen repräsentativ.

Die zeitliche Entwicklung der Elektronendichte hat einige typische Merkmale. Auffällig ist zunächst die zeitliche Korrelation zum Stromverlauf. Insbesondere bei der Messung nahe an der Oberfläche des Plasmagenerators ($d = 10 \text{ mm}$) beobachtet man eine maximale Elektronendichte immer kurz nachdem der Strom einen maximalen Wert annimmt. Die Plasmaerzeugung ist zu diesem Zeitpunkt am größten, da der Strom die Oberfläche des Dielektrikums dann am stärksten heizt und entsprechend viele Teilchen desorbiert und ionisiert werden. Dementsprechend wird die Elektronendichte minimal, wenn der Strom bei einem Nulldurchgang verschwindet und die Plasmaerzeugung zum Stillstand kommt. Die Verzögerung zwischen Stromverlauf und Elektronendichte erklärt sich durch die Zeit, die das Plasma benötigt, um sich bis zum Meßpunkt hin auszubreiten. Aus dieser Verzögerung kann die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Plasmafront abgeschätzt werden. Für den ersten Anstieg der Elektronendichte bei den Messungen bei 10 bzw. 40 mm beträgt die Verzögerung etwa $0.53 \mu\text{s}$ (Abbildung 3.4), was einer mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit von $5.7 \text{ cm}/\mu\text{s}$ entspricht. Dieser Wert stimmt gut mit früheren Ergebnissen überein [17]. Die treibende Kraft für die Plasmaausbreitung ist das azimuthale Magnetfeld, das um den Innenleiter des Plasmagenerators induziert wird. Dieses Magnetfeld übt auf die Elektronen und Ionen, die sich in radialer Richtung zwischen Innen- und Außenleiter bewegen, eine axial gerichtete Lorentzkraft aus. Das Plasma wird dadurch vom Plasmagenerator weg beschleunigt. Nach der Beschleunigung, die auf das stromführende Gebiet nahe der Oberfläche des Dielektrikums beschränkt ist, breitet sich das Plasma gleichförmig aus.

Da das Plasma in Wirklichkeit in einen ausgedehnten Raumwinkel beschleunigt wird und da das Plasma außerdem aufgrund der auftretenden Dichtegradienten in alle Richtungen expandiert, nimmt die Teilchendichte mit zunehmendem Abstand zum Plasmagenerator stark ab. Entsprechend beobachtet man bei $d = 40 \text{ mm}$ eine

Elektronendichte, die um fast eine Größenordnung kleiner ist als bei $d = 10$ mm. Dabei ist zu beachten, daß das Interferometer die Elektronendichte entlang dem Meßstrahl integriert. Für die Abnahme der Meßgröße $\bar{n}_e l$ ist deshalb die Plasmaexpansion senkrecht zum Meßstrahl ausschlaggebend. Eine Plasmaexpansion, die nur entlang dem Meßstrahl stattfände, würde die Meßgröße nicht verändern.

Die Teilchendichte wird sich im beschleunigten Plasma mit der Zeit räumlich homogenisieren. Dementsprechend beobachtet man mit zunehmendem Abstand eine Glättung des Elektronendichteverlaufs, da mit dem Abstand auch die benötigte Ausbreitungszeit für das Plasma zunimmt. Im Vergleich der Meßergebnisse bei 10 und 40 mm tritt diese Glättung deutlich hervor. Neben feineren Strukturen sind bei 10 mm insgesamt vier ausgeprägte Maxima der Elektronendichte zu beobachten. Davon sind bei 40 mm das dritte und vierte Maximum kaum noch zu erkennen, und die feineren Strukturen des Elektronendichteverlaufs sind bereits völlig verschmiert.

Die erzielten Meßergebnisse entsprechen den Erwartungen und stimmen mit früheren Ergebnissen gut überein [17]. Das Dispersionsinterferometer wurde somit also auch für Kurzzeitmessungen erfolgreich überprüft. Die Meßdatenaufnahme wurde dabei, genau wie in Kap. 2.5 beschrieben, durchgeführt, wobei eine Verstärkung des Interferometersignals aufgrund der großen Elektronendichte nicht notwendig war. Die beste Auflösung für die Elektronendichte lag bei etwa 10^{14} cm^{-2} (Abbildung 3.4).

4 Untersuchung der B_{Θ} -Diode

In den folgenden zwei Kapiteln werden die Experimente mit der B_{Θ} -Diode und der B_{appl} -Diode vorgestellt. Bei diesen Experimenten konnte erstmalig eine Elektronenschicht im Beschleunigungsspalt von Hochleistungsdioden direkt beobachtet werden.

4.1 Beschreibung der Experimente

Um die Elektronendichte im Beschleunigungsspalt der Ionodiode zu messen, wird der Meßstrahl des Interferometers in radialer Richtung parallel zur Anodenoberfläche geführt (Abbildung 4.1). Der Meßstrahl durchläuft dann die Elektronenschicht, die sich vor der Anode entwickelt, so daß die mittlere Liniendichte $\bar{n}_e l$ dieser Schicht zeitaufgelöst bestimmt werden kann. Die räumliche Auflösung der Messung ist dabei durch den Querschnitt des Meßstrahls festgelegt.

Für die Justierung des Meßstrahls stehen zwei Spiegel innerhalb des Diodenraums zur Verfügung (Abbildung 2.4 und 4.1). Der erste Spiegel, der in Abbildung 4.1 nicht eingezeichnet ist, lenkt den Meßstrahl in den Diodenspalt um und ermöglicht es, die Richtung und die Lage des Meßstrahls vor der Anode einzustellen. Mit dem zweiten Spiegel wird der Meßstrahl dann aus dem Diodenraum wieder herausgeführt. Wegen der unterschiedlichen Konstruktionen der beiden Diodypen mußte der zweite Spiegel an jeweils unterschiedlichen Stellen angebracht werden. Bei der B_{Θ} -Diode wird der Spiegel in einem zylindrischen Hohlraum direkt im Zentrum der Diode eingebaut (Abbildung 4.1). Aufgrund dieser Geometrie läuft der Meßstrahl auf seinem Rückweg entlang der Achse der Ionodiode und durchdringt dabei den Fokus des Ionenstrahls. Um zu untersuchen, welchen Einfluß mögliche Elektronendichten im Fokus des Ionenstrahls auf das Meßergebnis haben, wurde der Meßstrahl bei einem Teil der Experimente durch ein Führungsrohr vor dem Ionenstrahl abgeschirmt.

Die B_{Θ} -Diode ist für die Elektronendichtemessungen in einigen Punkten modifiziert worden. Außer dem Umlenkspiegel im Diodenzentrum und dem Führungsrohr vor der Diode wurde auch die Form der Anodenoberfläche geändert. Normalerweise hat die B_{Θ} -Diode eine gekrümmte Anodenoberfläche, damit der Ionenstrahl wirksam fokussiert wird. Für die Elektronendichtemessungen wurde aber eine ebene Anodenoberfläche verwendet, um einen einheitlichen Abstand zwischen Meßstrahl und Anodenoberfläche zu ermöglichen. Nur so konnte die Elektronenschicht im Diodenspalt in einem definierten Abstand zur Anodenoberfläche gemessen wer-

den. Diese Modifikationen beeinflussten natürlich das Betriebsverhalten der B_{Θ} -Diode und führten insbesondere zu einer Defokussierung des Ionenstrahls. Man darf aber annehmen, daß sich die physikalischen Abläufe innerhalb des Diodenspalts nur wenig ändern, wenn statt der gekrümmten eine ebene Anodenoberfläche verwendet wird. Für die Untersuchung des Diodenspalts waren die Modifikationen der B_{Θ} -Diode deshalb gerechtfertigt.

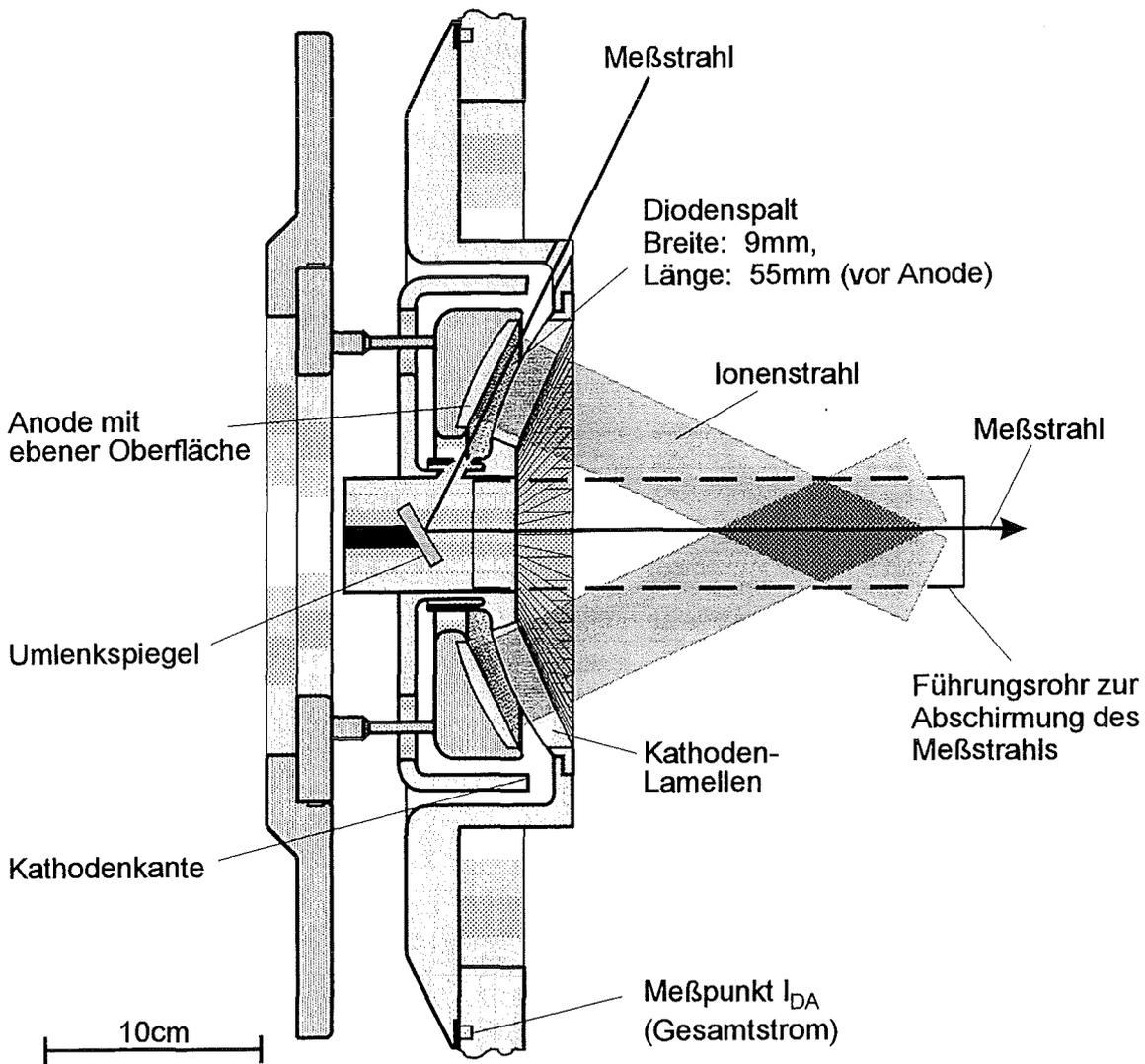


Abbildung 4.1 Strahlführung bei der B_{Θ} -Diode.

Zur Kontrolle der elektrischen Daten der B_{Θ} -Diode wurden im wesentlichen zwei Spannungs- bzw. Strommonitore benutzt, die in Abbildung 4.2 exemplarisch für einen Strahlimpuls zusammengefaßt sind. Der V_T -Monitor liefert die Spannung des Impulsgenerators am Übergang zwischen Ausgangs- und Vakuumleitung (Abbildung 1.2). Dieser Monitor ist grundlegend für die spätere Berechnung der Diodenspannung; mit Hilfe des charakteristischen steilen Anstiegs des Monitors können außerdem die Zeitachsen unterschiedlicher Messungen synchronisiert werden. Der Monitor I_{DA} zeigt den Gesamtstrom an, der in die Diode fließt. I_{DA} entspricht damit der Summe von erzeugtem Ionenstrom und Verluststrom in der Diode (vgl. Kap. 1.3.1). Die Diodenspannung V_D wird schließlich aus dem V_T - und dem I_{DA} -Monitor abgeleitet, wobei von V_T der Spannungsabfall an der Vakuumleitung subtrahiert werden muß. Da die Vakuumleitung einen induktiven Widerstand darstellt, erhält man:

$$V_D = V_T - L \cdot \frac{d}{dt} I_{DA} . \quad (4.1)$$

Die Induktivität der Vakuumleitung wird experimentell ermittelt und beträgt etwa $L = 68 \text{ nH}$.

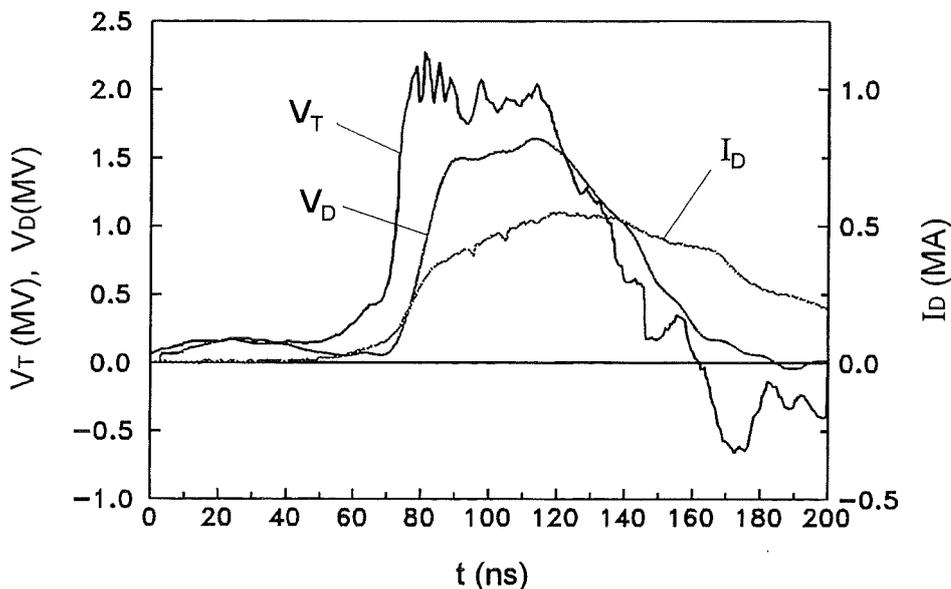


Abbildung 4.2 Spannungs- und Strommonitore der B_{Θ} -Diode.

4.2 Meßergebnisse

Die Elektronendichte wurde in einer Meßreihe in Abständen von 0..7 mm zur Anodenoberfläche gemessen. Dabei wurde sowohl die Entwicklung dünner Elektronenschichten (in empfindlichen Messungen mit Signalverstärker) als auch die Expansion von dichten Plasmen in den Diodenspalt (Messungen ohne Signalverstärker) untersucht.

In der Zusammenfassung aller Meßergebnisse lassen sich vier Phänomene voneinander unterscheiden:

1. die Expansion des Anodenplasmas zu Beginn der Impulse nahe der Anodenoberfläche (Abbildung 4.3 (1)),
2. das kurzzeitige Auftreten einer dünnen Elektronenschicht in einem Bereich vor der Anode in der Anfangsphase der Impulse (Abbildung 4.3 (2)),
3. ein starkes Anwachsen der Elektronendichte in der Endphase der Impulse, wenn sich die Plasmen von der Anode und der Kathode in den Diodenspalt ausbreiten (Abbildung 4.3 (3)),
4. die Elektronendichte im Fokus des Ionenstrahls bei Messungen, bei denen der Meßstrahl nicht abgeschirmt wurde (Abbildung 4.3 (4)).

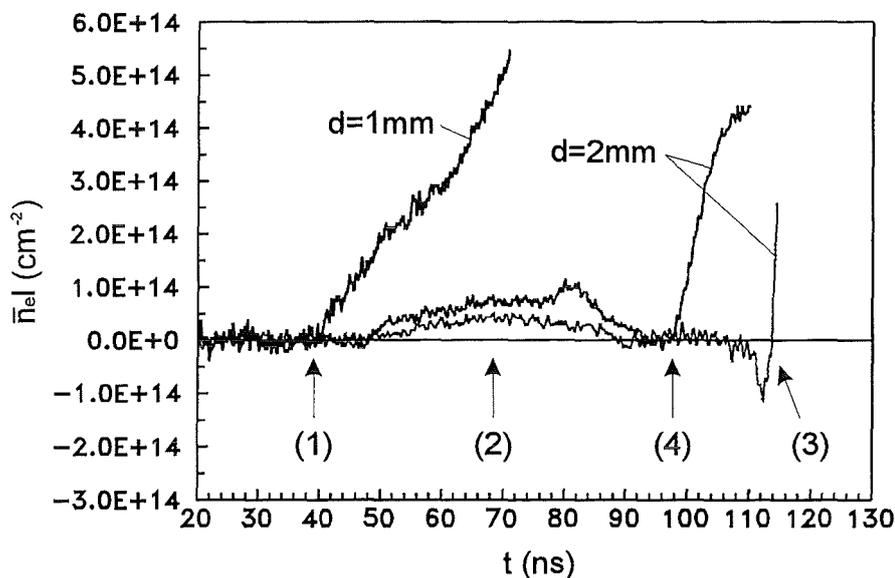


Abbildung 4.3 Elektronendichten im Abstand von 1 mm bzw. 2 mm zur Anodenoberfläche.

4.2.1 Expansion des Anodenplasmas in den Diodenspalt

Das Anodenplasma wird bei der B_Θ -Diode durch einen Elektronenverluststrom während dem Vorimpuls erzeugt. Der Vorimpuls entsteht durch ein kapazitives Übersprechen an den Schließschaltern der Impulsleitung und eilt dem Hauptimpuls voraus. Da während des Vorimpulses nur ein verhältnismäßig kleiner Diodenstrom fließt, ist die magnetische Isolierung der Diode schwach, und Elektronen können direkt von der Kathode zur Anode driften. Dieser Elektronenstrom heizt die Anode stark auf, wodurch Teilchen von der Anode desorbiert und ionisiert werden, so daß ein Plasma entsteht. Mit ansteigendem Strom nimmt die magnetische Isolierung zu, und der Verluststrom im Diodenspalt wird unterdrückt. Die Plasmaerzeugung kommt dabei aber nicht zum Stillstand, sondern wird durch den Strom, der aufgrund der Ionenstrahlerzeugung durch die Anode fließen muß, aufrecht erhalten.

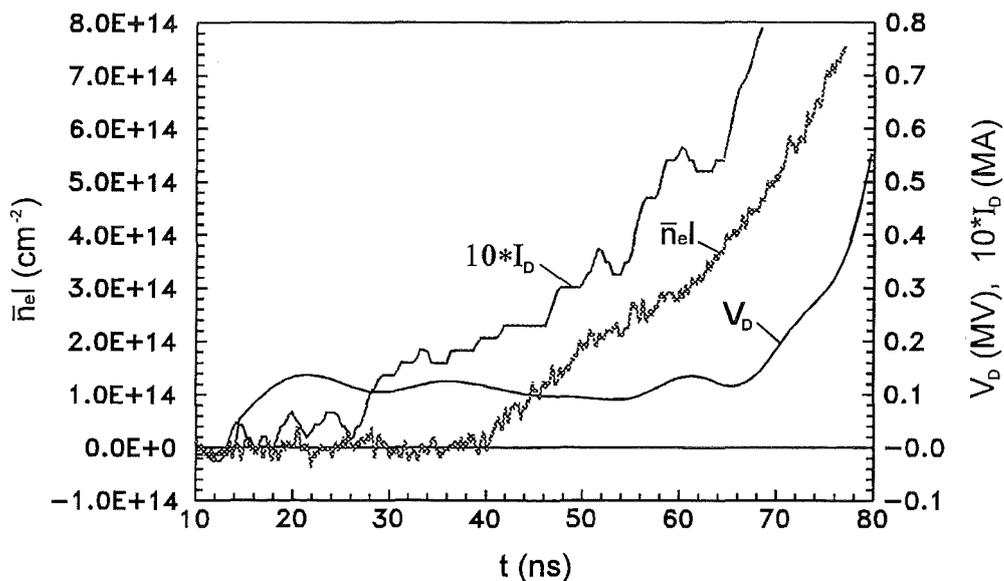


Abbildung 4.4 Elektronendichte 1 mm vor der Anodenoberfläche, sowie Diodenspannung und Diodenstrom.

Abbildung 4.4 zeigt die Meßkurven während einem Vorimpuls. Die Diodenspannung beträgt zunächst nur 0.1...0.15 MV und steigt erst an, wenn der Hauptimpuls bei $t \approx 70$ ns beginnt. Der Diodenstrom setzt bei $t \approx 25$ ns ein. Ein Anstieg der Elektronendichte, die 1 mm vor der Anodenoberfläche gemessen wird, ist mit einer Verzögerung von 15 ns nach dem Diodenstrom zu beobachten. Aufgrund der

großen Werte ($\bar{n}_e l > 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$) ist die Elektronendichte eindeutig dem Anodenplasma zuzuordnen und kann nicht durch eine freie Elektronenschicht verursacht sein. Davon ausgehend erklärt sich die Verzögerung zum Diodenstrom durch die Zeit, die für die Erzeugung und für die Ausbreitung des Anodenplasmas über die Distanz von 1 mm notwendig ist.

Die Meßkurve zeigt, wie das Anodenplasma während dem Vorimpuls durch den Elektronenverluststrom erzeugt wird und in den Diodenspalt expandiert. Der Elektronenverluststrom selbst bleibt für die interferometrische Messung unzugänglich, denn wie die folgende Abschätzung zeigt, sind die mit dem Verluststrom verbundenen Teilchendichten dafür viel zu gering:

$$\bar{n}_e l \sim \frac{I_D}{eF} \cdot \sqrt{\frac{m_e}{2eV_D}} \cdot l < 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \quad (4.2)$$

($I_D=40 \text{ kA}$, $V_D=100 \text{ kV}$, $F=256 \text{ cm}^2$ Anodenoberfläche, $l=5.5 \text{ cm}$). Dabei wurde angenommen, daß der Verluststrom räumlich homogen ist und daß die Elektronen am Meßpunkt vor der Anode das volle Diodenpotential bereits durchlaufen haben.

Die Plasmadichte erhält man, wenn man die Meßgröße $\bar{n}_e l$ durch die Länge der Anode ($l = 5.5 \text{ cm}$) dividiert. Die Größenordnung liegt bei $10^{13} \dots 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Damit aber während dem Hauptimpuls ein ausreichender Ionenstrom extrahiert werden kann, muß das Anodenplasma eine sehr viel größere Dichte haben. Dies zeigt die folgende Überlegung: Die gesamte Ladungsmenge, die während einem Impuls emittiert wird, läßt sich durch das Produkt von Ionenstrom ($\sim 100 \text{ kA}$) und Impulsdauer ($\sim 50 \text{ ns}$) abschätzen. Geht man davon aus, daß der Ionenstrahl homogen emittiert wird, muß die Anode bei einer Oberfläche von 256 cm^2 etwa 10^{14} Protonen pro 1 cm^2 liefern. Nimmt man weiter an, daß das Anodenplasma eine Ausdehnung von etwa 1 mm hat, folgt für die Plasmadichte ein Wert von über 10^{15} cm^{-3} . Die große Differenz zu den Meßwerten läßt darauf schließen, daß das Plasma während dem Vorimpuls auf einen schmalen Bereich vor der Anode konzentriert ist. Die Dichte, die 1 mm vor der Anode gemessen wird, kann deshalb um einiges kleiner sein als die Plasmadichte direkt an der Anodenoberfläche. Eine Zunahme der Plasmadichte und die Expansion des Anodenplasmas während dem Vorimpuls deutet sich in der Meßkurve an.

4.2.2 Elektronenschicht vor dem Anodenplasma

Noch vor Beginn des Hauptimpulses wird eine dünne Elektronenschicht in einem Bereich vor der Anode gemessen (Abbildung 4.5). Die Elektronenschicht entsteht

in der zweiten Hälfte des Vorimpulses und erreicht nach wenigen Nanosekunden Werte um $1 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-2}$. Nach einer Zeitspanne von 20...30 ns beginnt ein Abbau der Elektronenschicht, bis diese nach weiteren 5...15 ns völlig verschwunden ist. Der Abbau der Elektronenschicht fällt zeitlich mit dem Anstieg des Hauptimpulses zusammen und ist abgeschlossen, wenn die Diodenspannung ihr Maximum erreicht hat.

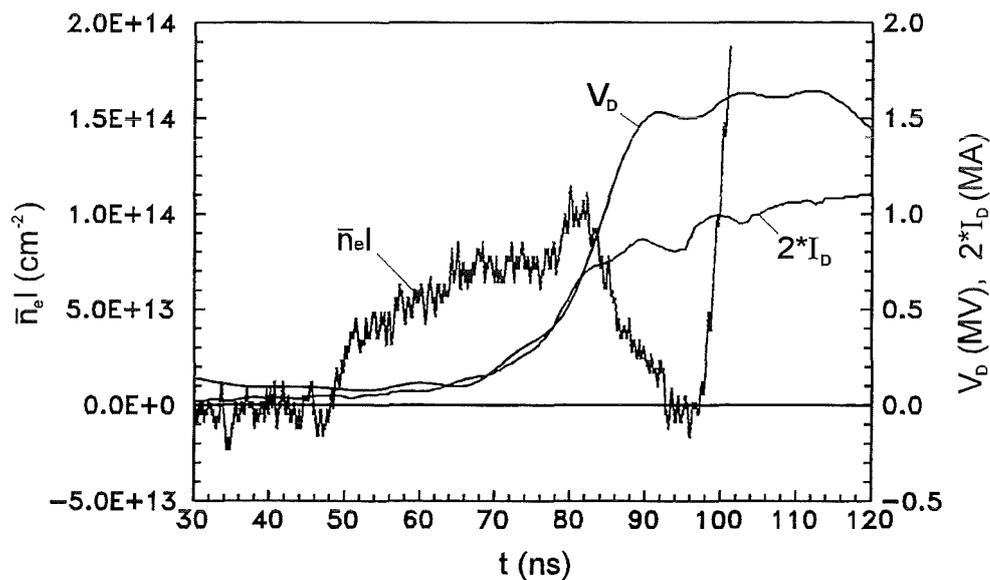


Abbildung 4.5 Elektronenschicht 2 mm vor der Anodenoberfläche. Elektronendichte, Diodenspannung und Diodenstrom.

Ein räumliches Profil der Elektronendichte kann aufgrund der eingeschränkten Reproduzierbarkeit der KALIF-Schüsse nur bedingt erstellt werden. Dennoch lassen sich aus der Zusammenfassung der verschiedenen Meßkurven einige Schlüsse ziehen. Abbildung 4.6 zeigt Kurven, die durch Mittelung der Elektronendichte, die jeweils am selben Ort im Diodenspalt gemessen wurden, entstanden sind. Es treten folgende Merkmale hervor:

1. Die Elektronenschicht ist auf einen Bereich ≤ 3 mm vor der Anodenoberfläche beschränkt,
2. die Elektronendichte nimmt zur Anode hin zu,
3. je größer die Entfernung zur Anode ist, desto früher wird die Elektronendichte am Ende (~ 90 ns) wieder abgebaut.

Ob zwischen dem Entstehungszeitpunkt der Elektronenschicht und dem Abstand zur Anode ein Zusammenhang besteht, ist unsicher. Die Kurven bei 1.5 bzw. 2.5 mm weisen zwar darauf hin, daß sich die Elektronenschicht mit zunehmendem Abstand später entwickelt, die Kurve bei 2 mm läßt sich in diesen Zusammenhang aber nicht einpassen.

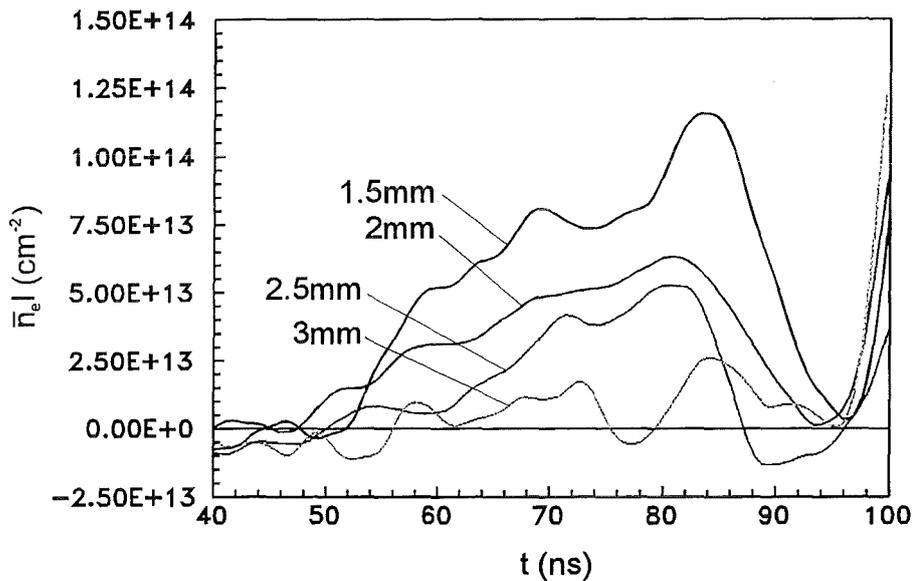


Abbildung 4.6 Elektronendichte in Abständen von 1.5..3 mm zur Anodenoberfläche (gemittelt über mehrere Messungen und geglättet).

Die Herkunft der Elektronendichte läßt sich anhand ihrer zeitlichen und räumlichen Merkmale nicht völlig zweifelsfrei feststellen. Es konkurrieren zwei mögliche Erklärungen.

Zum einen ist es denkbar, daß die Elektronendichte durch das Anodenplasma hervorgerufen wird. Dabei nimmt man an, daß das Anodenplasma während dem Vorimpuls über die Distanz von 3 mm expandiert. Sobald der Ionenstrom mit dem Hauptimpuls stark anwächst, wird das Anodenplasma von der Front her erodiert, und die Dichte geht auf Null zurück. Plasmaexpansion und -erosion sind dabei entgegengerichtete Vorgänge, die sich für eine gewisse Zeit im Gleichgewicht befinden, bis schließlich die Plasmaerosion überwiegt. Diese Annahme erklärt also qualitativ sowohl die Zunahme des Dichteprofiles zur Anode hin als auch das Verschwinden der Elektronendichte am Ende. Dennoch erscheint die Annahme als unwahrschein-

lich, wenn man das Dichteprofil zwischen 1.5 und 3 mm (Abbildung 4.6) mit der 1 mm vor der Anode gemessenen Plasmadichte (Abbildung 4.3) vergleicht. Man beobachtet dabei, daß die Dichte nach einer moderaten Zunahme im Bereich von 3 bis 1.5 mm zwischen 1.5 und 1 mm sprunghaft ansteigt (vgl. auch Abbildung 4.3). Eine solche Unstetigkeit innerhalb des Anodenplasmas wäre aber unverständlich, eine alternative Erklärung ist deshalb naheliegend.

Mit großer Wahrscheinlichkeit wird die Elektronendichte vor der Anode durch eine freie Elektronenschicht hervorgerufen. Diese Elektronenschicht kann entstehen, wenn die magnetische Isolierung der Diode mit zunehmendem Diodenstrom anwächst und der anfängliche Elektronenverluststrom im Diodenspalt immer mehr unterdrückt wird. Vor der Anode bildet sich dann eine Elektronenschicht mit virtueller Kathode, und der Elektronenverluststrom geht in einen Ionenstrom über.

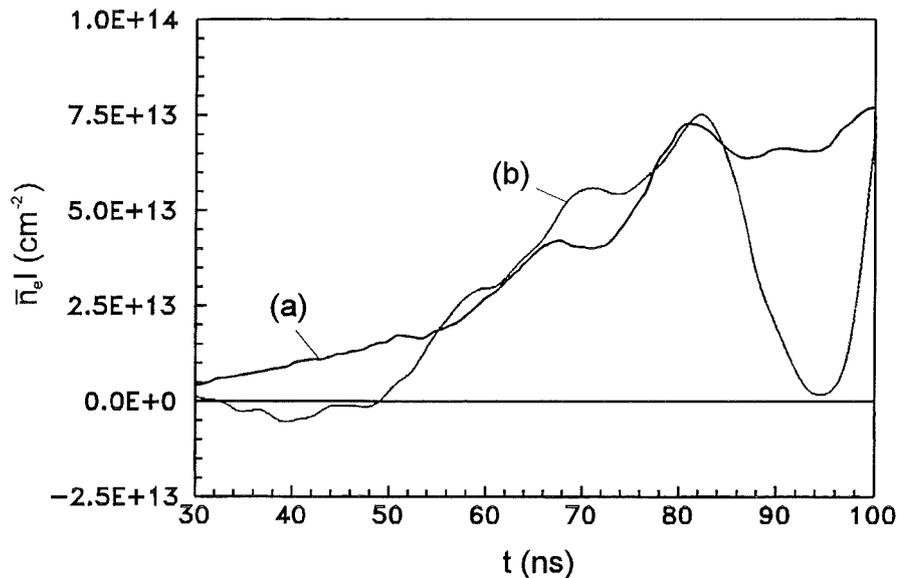


Abbildung 4.7 Mittlere Elektronendichte im Beschleunigungsspalt. Vergleich des Schätzwertes (a) mit den gemittelten Meßwerten (b).

Um diese These zu erhärten, können die Meßkurven mit Schätzwerten für die Elektronendichte verglichen werden. Wie in Anhang A gezeigt wird, läßt sich die Dichte einer Elektronenschicht mit virtueller Kathode mit Hilfe der Diodenspannung und der Ionenstromdichte abschätzen; dabei wird die Dichte über die Breite d des Beschleunigungsspalts gemittelt. Nimmt man an, daß die Ionenstromdichte

durch I_D/F ($F = 256 \text{ cm}^2$ Anodenoberfläche) gegeben ist, so erhält man

$$l \cdot \frac{1}{d} \int_0^d n_e dx \approx l \cdot 2 \frac{I_D}{eF} \sqrt{\frac{m_i}{2e}} V_D^{-1/2}. \quad (4.3)$$

Die gemittelte Dichte wurde dabei mit der Länge der Anode ($l = 5.5 \text{ cm}$) multipliziert. Für einen Vergleich mit dieser Abschätzung müssen die Meßwerte ebenfalls über den Beschleunigungsspalt gemittelt werden. Da aus dem Dichteprofil (Abbildung 4.6) angenommen werden kann, daß die virtuelle Kathode etwa 3 mm vor der Anode liegt, wurde der Mittelwert aus den Meßkurven bei 1.5...2.5 mm gebildet:

$$\frac{1}{d} \int_0^d \bar{n}_e l dx \approx \frac{1}{s} \sum_{i=1}^s (\bar{n}_e l)_i. \quad (4.4)$$

Abbildung 4.7 zeigt, daß die Meßwerte mit der Abschätzung im Zeitintervall $t = 55...85 \text{ ns}$ sehr gut übereinstimmen. Es wird deshalb gefolgert, daß sich tatsächlich in diesem Zeitintervall eine Elektronenschicht mit virtueller Kathode vor der Anode gebildet hat. Die Ursache für das Verschwinden der Elektronenschicht zu Beginn des Hauptimpulses ist jedoch nicht geklärt.

4.2.3 Elektronendichte und Plasmaentwicklung während des Hauptimpulses

Nachdem die Elektronenschicht, die sich während dem Vorimpuls vor der Anode gebildet hat, verschwunden ist, bleibt die Elektronendichte im gesamten Diodenspalt so klein, daß sie mit dem Interferometer nicht mehr nachgewiesen werden kann. Dies zeigen z.B. die Meßkurven in Abbildung 4.8 (Bei diesen Experimenten war der Meßstrahl im Ionenstrahlfokus abgeschirmt). Legt man das Auflösungsvermögen des Interferometers zugrunde, kann die Elektronendichte durch $\bar{n}_e l < 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ nach oben abgeschätzt werden. Eine wichtige Folgerung daraus ist, daß sich während dem Hauptimpuls keine Elektronenschicht mit virtueller Kathode im Diodenspalt befinden kann. Die Elektronendichte wäre nämlich zu klein, um das elektrische Feld abzuschirmen. Es läßt sich abschätzen (Anhang A), daß dazu Dichten von mindestens

$$\bar{n}_e l \approx l \cdot 2 \frac{I_D}{eF} \sqrt{\frac{m_i}{2e}} V_D^{-1/2} > 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \quad (4.5)$$

notwendig wären.

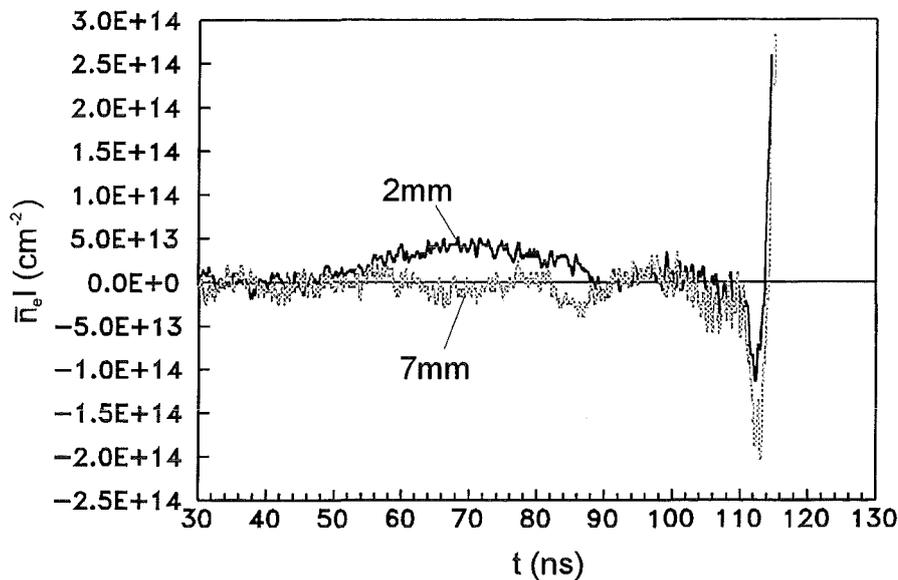


Abbildung 4.8 Entwicklung der Elektronendichte bis zum Ende des Hauptimpulses. Messungen bei 2 bzw. 7 mm.

Am Ende des Hauptimpulses (~ 115 ns) steigt die Elektronendichte im Diodenspalt sprunghaft an und erreicht rasch Werte in der Größenordnung von 10^{16} cm^{-2} (Abbildung 4.8, 4.9). Die großen Werte sind ein eindeutiger Hinweis darauf, daß es sich hierbei um Plasmadichten handelt. Es wird angenommen, daß sich zu diesem Zeitpunkt das Anodenplasma und das Plasma, das sich an den Bauteilen der Kathode gebildet hat, in den Diodenspalt ausbreiten. Belegt wird diese Annahme durch die Dichteverteilung, die aus den unterschiedlichen Meßkurven folgt. Hier ist zu beobachten, daß die Dichte in der Mitte des Diodenspaltes am kleinsten ist, was darauf schließen läßt, daß Plasma von beiden Seiten her in den Diodenspalt einströmt (Abbildung 4.10). Der Anstieg der Elektronendichte setzt unabhängig vom Ort bei fast allen Messungen zum selben Zeitpunkt ein (Abbildung 4.8). Dies bedeutet, daß die Plasmen mit großer Geschwindigkeit expandieren.

Ein möglicher Mechanismus, der zu dieser plötzlichen Plasmaausbreitung führen kann, wird später bei der B_{appl} -Diode diskutiert. Ein Hinweis darauf ist sicherlich die zeitliche Korrelation, die zwischen dem Anstieg der Elektronendichte und dem Rückgang der Diodenspannung besteht (Abbildung 4.9).

Bei den hochauflösenden Messungen in Abbildung 4.8 treten scheinbar „negative“ Dichten auf. Dies ist ein Meßfehler, der entsteht, wenn Neutralteilchen (oder Ionen) in großen Konzentrationen vorkommen und in der Dispersionsrelation des

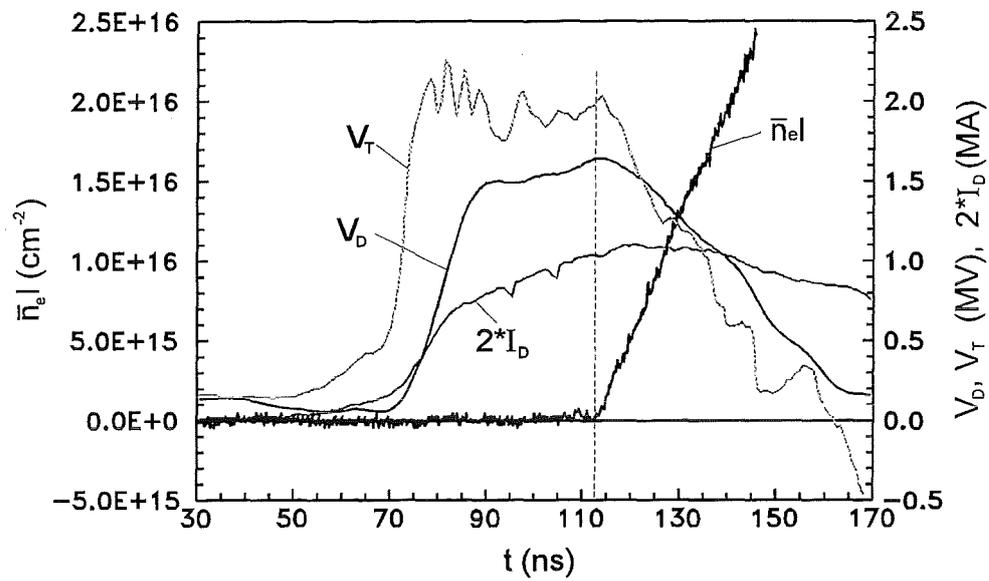


Abbildung 4.9 Elektronendichte 2mm vor der Anode. Vergleich mit den elektrischen Signalen der B_0 -Diode.

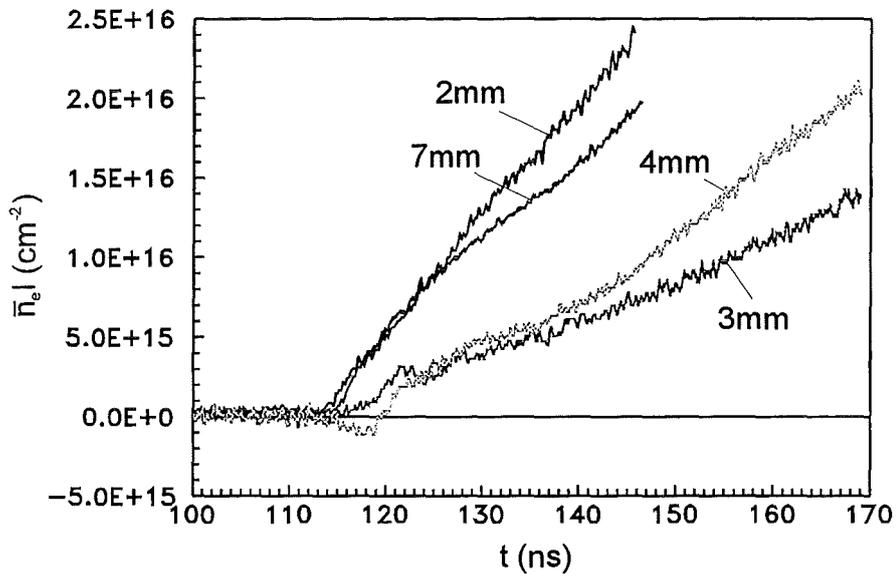


Abbildung 4.10 Das einströmende Plasma hat im Zentrum des Diodenspalts die kleinste Dichte.

Plasmas nicht länger vernachlässigt werden dürfen, oder wenn große Dichtegradienten vorhanden sind, die den Meßstrahl ablenken und damit das Interferenzsignal stören (s. Kap. 2.1). Es ist wahrscheinlich, daß hier eine Ablenkung des Meßstrahls ausschlaggebend war. Denn aufgrund der schnellen zeitlichen Änderung der Plasmadichte ist auch mit einem entsprechend großen Dichtegradienten zu rechnen, wenn die Front des expandierenden Plasmas den Meßpunkt erreicht.

4.2.4 Elektronendichte im Fokus des Protonenstrahls

Bei Experimenten, bei denen der Meßstrahl vor der Diode nicht vor dem Ionenstrahl abgeschirmt wurde, ist während des Hauptimpulses (ab ~ 95 ns) ein Anstieg der Elektronendichte auf Werte um $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ zu beobachten. Ist der Meßstrahl dagegen abgeschirmt, bleibt die Elektronendichte unterhalb der Auflösungsgrenze des Interferometers. Am Ende des Impulses (~ 115 ns) nimmt dann in beiden Fällen die Elektronendichte sprunghaft zu, was, wie im letzten Kapitel erläutert, durch die Plasmaexpansion im Diodenspalt verursacht wird (Abbildung 4.11).

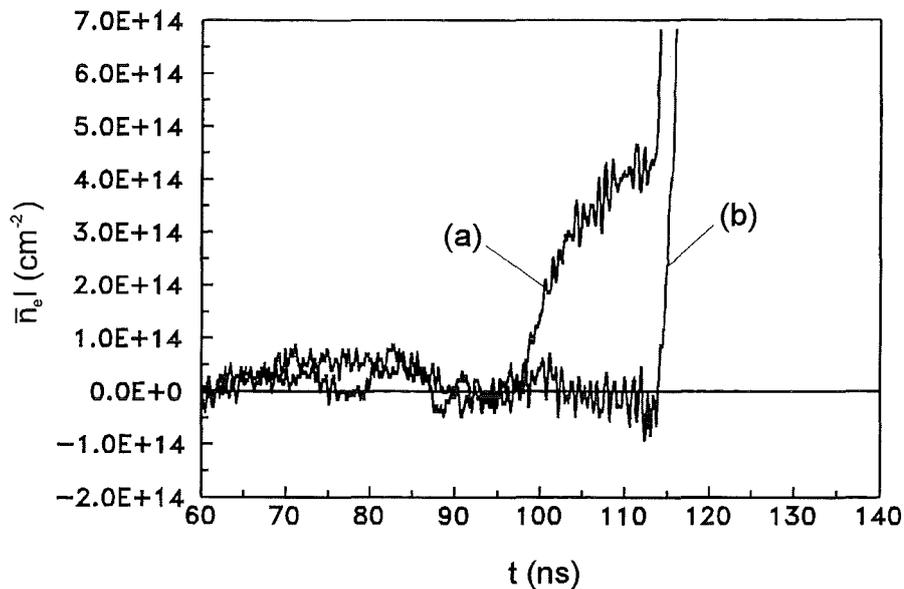


Abbildung 4.11 Messungen jeweils 2.5 mm vor der Anode. (a) Der Meßstrahl läuft durch den Ionenstrahlfokus, (b) der Meßstrahl ist vor dem Ionenstrahl abgeschirmt.

Aus früheren Untersuchungen ist bekannt, daß der Ionenstrahl weitgehend strom- und ladungsneutralisiert ist [6]. Die Ursache für die unterschiedlichen Meßergebnisse sind deshalb die Elektronen, die aufgrund der Neutralisation im Ionenstrahl mitgeführt werden. Die Dichte dieser Elektronen überlagert das Meßergebnis, wenn der Meßstrahl vor der Diode den Ionenstrahl durchläuft (Abbildung 4.12).

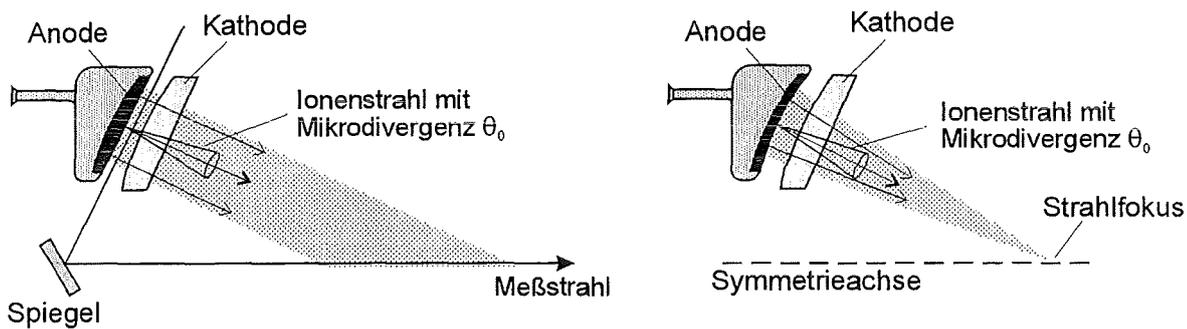


Abbildung 4.12 Geometrie der Strahlfokussierung bei der B_0 -Diode mit ebener bzw. gekrümmter Anodenoberfläche. Der Ionenstrahl wird mit der Mikrodivergenz θ_0 emittiert.

Im weiteren wird nun gezeigt, daß die Folgerungen aus den Meßergebnissen zu einer konsistenten Beschreibung der Ionenstrahlerzeugung während des Hauptimpulses führen.

Es wurde bereits festgestellt, daß die Elektronendichte während des Hauptimpulses zu klein ist, um im Diodenspalt eine Elektronenschicht mit virtueller Kathode zu bilden. Deshalb ist der maximale Protonenstrom, der aus der Diode extrahiert werden kann, raumladungsbegrenzt und wird durch das Child-Langmuirsche Gesetz (1.1) beschrieben:

$$j_{CL} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{V_D^{3/2}}{d^2} . \quad (4.6)$$

Durch den Beschuß mit Protonen bildet sich an den Lamellen der Kathode sehr rasch ein Plasma, aus dem Elektronen durch die positive Raumladung des Protonenstrahls in die Zwischenräume der Kathode beschleunigt werden. Dadurch entsteht hier eine virtuelle Kathode, und durch Mitnahme von Elektronen aus diesem Bereich kann der Ionenstrahl neutralisiert werden. Der Beschleunigungsspalt erstreckt sich demnach von der Front des Anodenplasmas bis zur (virtuellen)

Kathode und beträgt etwa $d = 9\text{ mm}$. Im folgenden wird angenommen, daß der Ionenstrahl homogen an der Anodenoberfläche emittiert wird.

Nach der Beschleunigung in der Diode ist die Bewegung der Protonen annähernd gleichförmig und wechselwirkungsfrei. Die Protonendichte läßt sich deshalb im gesamten Strahl aus den Strahlparametern im Beschleunigungsspalt berechnen (Anhang D). Insbesondere kann man bei Ladungsneutralisation auch die Elektrodendichte im Strahlfokus berechnen, um sie dann mit der gemessenen Dichte zu vergleichen.

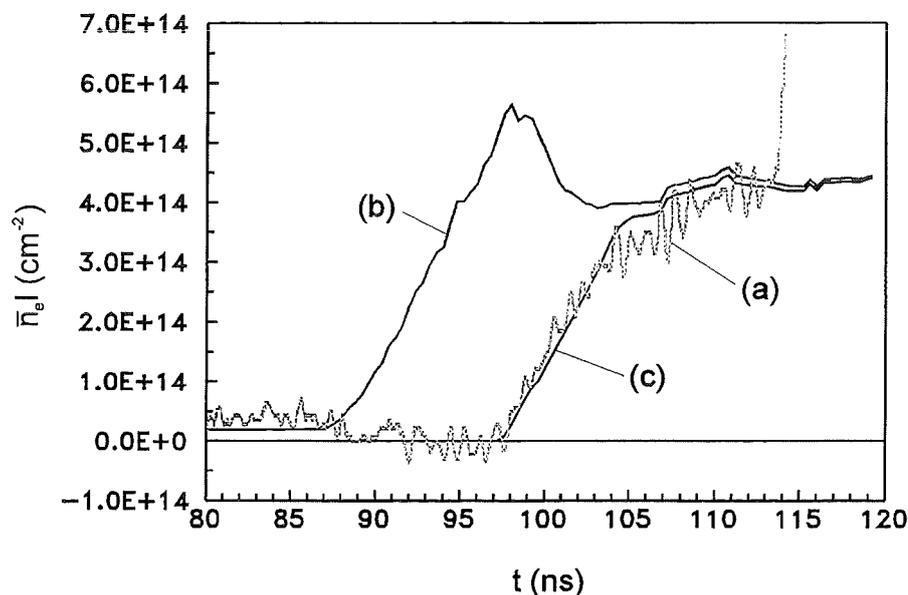


Abbildung 4.13 Teilchendichte im Ionenstrahlfokus. (a) Meßkurve, (b) Abschätzung für vollständige Neutralisation, (c) bzw. für Neutralisation ab 91 ns.

Für die Berechnung der Dichte müssen die Teilchenenergie, die Stromdichte und die geometrischen Verhältnisse bei Emission der Protonen in der Diode bekannt sein. Die Protonen werden in schmalen Strahlbündeln mit einer Mikrodivergenz θ_0 emittiert (dies entspricht dem halben Öffnungswinkel der Strahlbündel). In früheren Messungen wurde für die B_Θ -Diode eine Mikrodivergenz von $\theta_0 \approx 25\text{ mrad}$ bestimmt [6]. Die Achsen der Strahlbündel stehen im Idealfall senkrecht zur Anodenoberfläche, so daß bei ebener Oberfläche ein linienförmiger und bei gekrümmter Oberfläche ein punktförmiger Fokus auf der Diodenachse entsteht (Abbildung 4.12). Die Teilchenenergie der Protonen ergibt sich direkt aus der Diodenspannung

eV_D , und auch die Stromdichte wird mit Hilfe des Child–Langmuirschen Gesetzes aus der Diodenspannung abgeleitet. Die Gleichungen, mit denen die Dichte im Strahlfokus berechnet werden kann, sind im Anhang D angegeben.

Im Beispiel in Abbildung 4.13 wird die im Strahlfokus gemessene Elektronendichte (Kurve a) mit der berechneten (Kurve b) verglichen; dabei wird zunächst angenommen, daß der Protonenstrahl vollständig ladungsneutralisiert ist ($n_i = n_e$). Es fällt auf, daß die berechnete Dichte um etwa 10 ns früher einsetzt als die gemessene. Danach stimmen beide Kurven gut überein und erreichen einen Wert um $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Bei $\sim 115 \text{ ns}$ überlagert die Plasmadichte im Diodenspalt die Messung und läßt die Meßkurve sprunghaft ansteigen. Am Anfang hat die berechnete Kurve ein Maximum, das durch ein „Bunching“ des Ionenstrahls verursacht wird. Dabei erreichen Protonen, die bei Impulsbeginn mit niedriger Energie gestartet sind, den Fokus gleichzeitig mit Protonen, die zu späterer Zeit mit höherer Energie gestartet sind.

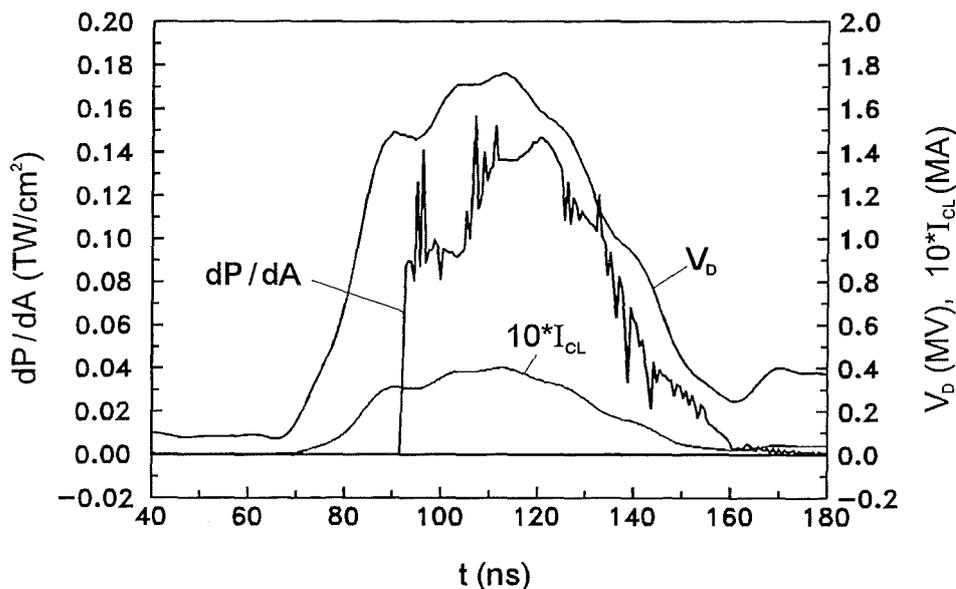


Abbildung 4.14 Strahlleistungsdichte im Fokus des Ionenstrahls bei vollständiger Neutralisation. Der Ionenstrom ist aus dem Child–Langmuirschen Gesetz abgeleitet worden.

Der Grund für die Verzögerung zwischen der berechneten und der gemessenen Dichte ist in der Ladungsneutralisation des Ionenstrahls zu suchen. Bisher gab es diesbezüglich nur zeitintegrierte Messungen, bei denen der Einfluß der Lamellen

an der Kathode auf die Strahlneutralisation untersucht wurde [19]. Dagegen wurde der zeitliche Ablauf, mit dem sich die Neutralisation im Strahl ausbildet, bisher noch nicht untersucht. Es ist anzunehmen, daß sich mit dem einsetzenden Ionenstrahl an der Kathode sehr schnell ein Plasma bildet, das zunächst in einer dünnen Schicht an den Lamellen konzentriert ist. Da der Ionenstrahl zwischen den Lamellen hindurchgeht, werden Elektronen aufgrund der positiven Raumladung in den Strahl hineingezogen und mitgeführt. Wie in [4, 20] beschrieben wird, führt dieser Mechanismus während dem Impulsanstieg aber noch nicht zu einer vollständigen Ladungsneutralisation. Es wird gezeigt, daß eine erhebliche Potentialdifferenz zwischen Ionenstrahl und Kathode notwendig ist, damit ausreichend Elektronen in den Strahl fließen können, um den Zuwachs der Ionendichte zu kompensieren. Eine Ladungsneutralisation ist erst danach möglich, wenn sich ein näherungsweise konstanter Ionenstrom eingestellt hat.

Eine unvollständige Ladungsneutralisation verringert nicht nur den Anteil der Elektronen im Ionenstrahl, sondern beeinflusst auch dessen Ausbreitung. Wenn die Coulombkräfte im Strahl nämlich nicht vollständig abgeschirmt sind, stoßen sich die Protonen gegenseitig ab, so daß eine Fokussierung des Ionenstrahls unmöglich wird. Dies erklärt, warum erst nach einer Verzögerung eine Elektronendichte im Fokus beobachtet werden kann.

Versuchsweise wurde deshalb angenommen, daß der Ionenstrahl an den Lamellen der Kathode erst ab $t = 91$ ns neutralisiert wird, und es wurde dazu die resultierende Elektronendichte im Strahlfokus berechnet (Abbildung 4.13 Kurve c). Die Übereinstimmung mit der Meßkurve ist in diesem Fall erstaunlich gut. Bemerkenswert ist auch die Übereinstimmung der Rate, mit der die Elektronendichte zu Beginn anwächst. In der Rechnung ergibt sich dieser Anstieg im wesentlichen durch die Zeit, die die Elektronen benötigen, um den linienförmigen Fokus auf der Diodenachse vollständig zu überdecken. Man bedenke hierbei, daß bei der Auswertung die Liniendichte entlang der Diodenachse betrachtet wird.

Die wichtige Schlußfolgerung, daß sich die Protonenstromdichte aus dem Child-Langmuirschn Gesetz ableiten läßt, wurde mit anderen Untersuchungen verglichen. So wurde bei Targetexperimenten festgestellt, daß die Strahlleistungsdichte im Fokus der B_e -Diode bei 0.15 ± 0.05 TW/cm² liegt [21]. Zum Vergleich wurde nun die Strahlleistungsdichte ähnlich wie zuvor die Protonendichte aus der Diodenspannung und dem Child-Langmuir-Strom berechnet (Anhang D (D.13)). Dabei wurde der normale Betriebszustand der Diode vorausgesetzt, bei dem der Protonenstrahl durch eine gekrümmte Anodenoberfläche auf einen Punkt auf der Diodenachse fokussiert wird. Das Ergebnis zeigt, daß die Strahlleistungsdichte, die im Fokus berechnet wird, tatsächlich zwischen 0.1...0.15 TW/cm² liegt und somit gut mit

den Targetexperimenten übereinstimmt (Abbildung 4.14).

4.3 Zusammenfassung: Schlußfolgerungen für die Funktionsweise der B_{Θ} -Diode

Aus den Meßergebnissen lassen sich Schlußfolgerungen über die Funktionsweise der B_{Θ} -Diode ziehen. Die Unsicherheiten, die bei der Interpretation der Meßergebnisse allerdings noch vorhanden sind, werden weitere Untersuchungen zur Bestätigung dieser Schlußfolgerungen erforderlich machen.

Die Meßergebnisse zeigen, daß die B_{Θ} -Diode während eines Impulses vier Zustände durchläuft.

Zunächst stellt sich während dem Vorimpuls ein Elektronenverluststrom ein, der aufgrund einer zu schwachen magnetischen Isolierung direkt von der Kathode zur Anode fließen kann. Durch den Beschuß mit Elektronen und die damit verbundene Aufheizung entsteht dabei das für die Ionenstrahlerzeugung notwendige Plasma an der Anode. Das Plasma bleibt auf einen Bereich < 1 mm vor der Anode konzentriert. Die Plasmaerzeugung wird auch im weiteren Verlauf des Impulses fortgesetzt, z.B. durch den Ionenstrom, der nach dem Verschwinden des Elektronenverluststroms das Anodenplasma heizt.

Noch während dem Vorimpuls wächst der Diodenstrom so stark an, daß die magnetische Isolierung ausreicht, um den Elektronenverluststrom zu unterdrücken. Im Diodenspalt bildet sich dann eine Elektronenschicht in einem Bereich ≤ 3 mm vor der Anode. An der Grenze dieser Elektronenschicht entsteht eine virtuelle Kathode. Der Diodenstrom wird nun vollständig in einen Ionenstrom umgesetzt, der durch die Raumladungsverhältnisse in der Elektronenschicht vor der Anode bestimmt wird. Ein strom- und ladungsneutralisierter Ionenstrahl, der aus der Diode extrahiert und fokussiert wird, ist aber noch nicht zu beobachten. Es ist wahrscheinlich, daß die Strahlneutralisation zu Beginn noch unvollständig ist und der Ionenstrahl deshalb durch seine eigene Raumladung defokussiert wird.

Mit Beginn des Hauptimpulses wird die Elektronenschicht im Diodenspalt abgebaut, so daß die Elektronendichte für die Bildung einer virtuellen Kathode zu gering ist. Durch den vorausgegangenen Beschuß mit Ionen ist an den Lamellen der Kathode aber ein Plasma entstanden, aus dem Elektronen in ausreichendem Maße extrahiert werden können, so daß der Ionenstrahl neutralisiert werden und zwischen den Lamellen eine virtuelle Kathode entstehen kann. Der Beschleunigungsspalt für die Ionen entspricht dann dem Abstand zwischen Anode und (virtueller)

Kathode, und der Ionenstrom, der aus der Diode extrahiert werden kann, ist durch das Child–Langmuirsche Gesetz gegeben. Die Differenz zwischen Dioden– und Ionenstrom fließt erneut als Elektronenverluststrom zwischen Anode und Kathode. Die Erosionsschäden, die auf der Diodenrückseite an den Stützen der Anode entstehen, weisen darauf hin, daß ein Großteil des Verluststroms auf die Rückseite der Anode auftrifft. Es ist deshalb anzunehmen, daß der Verluststrom nicht an der Kathodenkante, sondern bereits an Kathodenteilen, die hinter der Rückseite der Anode liegen, emittiert wird. Dies erklärt, warum Elektronen nicht mehr oder nur noch in geringer Zahl in den Diodenspalt gelangen.

Am Ende des Hauptimpulses füllt sich schließlich der Diodenspalt sehr schnell mit Plasma, das von der Anode und der Kathode her einströmt. Zeitgleich dazu beginnt die Diodenspannung abzufallen, was für den Impulsgenerator ein Einbruch der Diodenimpedanz bedeutet und zu einem kurzschlußartigen Zustand führt. Die möglichen Mechanismen, die diese Plasmaexpansion verursachen, werden im Zusammenhang mit der B_{appl} -Diode diskutiert. Auch dort wird am Ende des Impulses ein schneller und starker Anstieg der Plasmadichte im Diodenspalt beobachtet.

5 Untersuchung der B_{appl} -Diode

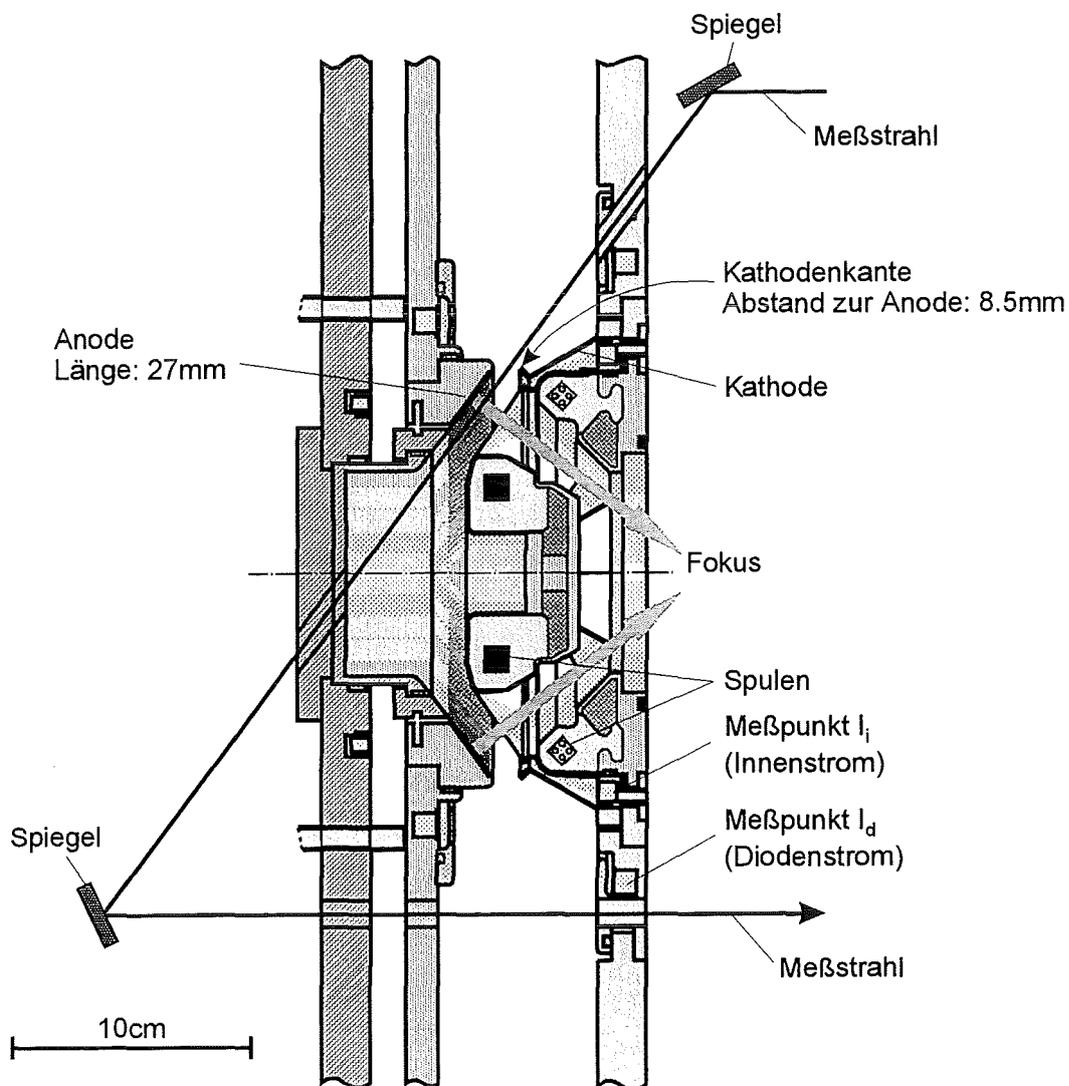


Abbildung 5.1 Einrichtung des Meßstrahls bei der B_{appl} -Diode.

5.1 Beschreibung der Experimente

In einer Reihe von Experimenten wurde die Elektronendichte im Diodenspalt der B_{appl} -Diode in unterschiedlichen Abständen zur Anode zeitaufgelöst gemessen. Die

Durchführung der Messungen verlief dabei wie bei der B_{Θ} -Diode.

Für die Justierung des Meßstrahls wurden im Diodenraum zwei Spiegel benutzt, wobei sich der erste Spiegel an derselben Stelle befand wie bei der B_{Θ} -Diode (Abbildung 5.1). Der zweite Spiegel wurde hinter der Anode angebracht. Dadurch hatte der rücklaufende Meßstrahl einen Versatz zur Diodenachse und kam vor der Diode mit dem Ionenstrahl nicht in Berührung.

Bei der B_{appl} -Diode hat die Anode eine gesamte Emissionsfläche von $F = 123 \text{ cm}^2$ und einem Neigungswinkel von 52.6° zur Diodenachse. Entlang der Sichtlinie des Meßstrahls hat die Anode eine Länge von $l = 2.7 \text{ cm}$. Die Breite des Diodenspalts, die durch den Abstand zwischen Anode und Kathodenkante gegeben ist, beträgt $d = 8.5 \text{ mm}$. Mit dem Meßstrahl konnte ein Bereich $\leq 7 \text{ mm}$ vor der Anode abgedeckt werden. Größere Abstände zur Anode, die noch näher an die Kathodenkante gereicht hätten, ließen sich aufgrund der Bohrungen, durch die der Meßstrahl geführt werden mußte, nicht einjustieren.

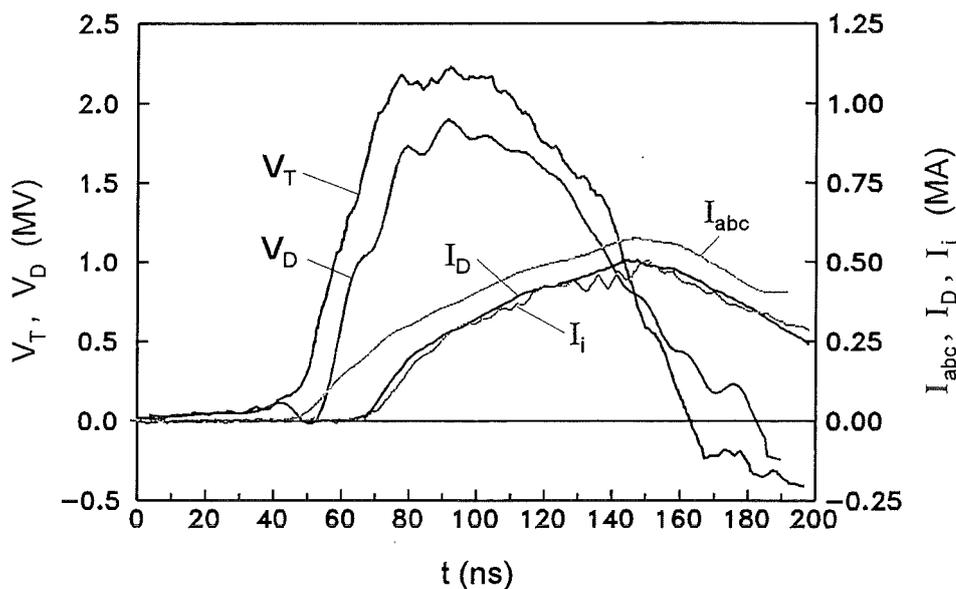


Abbildung 5.2 Spannungs- und Strommonitore der B_{appl} -Diode.

Für die Ermittlung der elektrischen Daten werden bei der B_{appl} -Diode im wesentlichen vier Spannungs- und Strommonitore benutzt (Abbildung 1.5). Der V_T -Monitor gibt wie bei der B_{Θ} -Diode die Generatorspannung am Übergang zwischen Wasser- und Vakuumleitung an. In der Vakuumleitung wird der Strom dann in

zwei aufeinanderfolgenden Strommonitoren I_{abc} und I_D gemessen. Der Monitor I_{abc} befindet sich am Anfang der Vakuumleitung und mißt den Strom durch das erste Teilstück der Vakuumleitung. Dieser Monitor wird zusätzlich benötigt, weil der Strom am Anfang des Impulses über die Bypassleitung umgeleitet wird und direkt durch die Anode abfließt. Der zweite Monitor I_D , der direkt vor der Kathode angeordnet ist, wird dabei umgangen (vgl. Kap. 1.3.2). Erst wenn die Bypassleitung unterbrochen ist, fließt der gesamte Diodenstrom über den Monitor I_D und wird dort gemessen. Um die Diodenspannung zu berechnen, muß von der Generatorspannung V_T der induktive Spannungsabfall an der Vakuumleitung subtrahiert werden:

$$V_D = V_T - L_1 \cdot \frac{d}{dt} I_{abc} - L_2 \cdot \frac{d}{dt} I_D . \quad (5.1)$$

Die Induktivitäten haben dabei Werte von $L_1 = 49.6 \text{ nH}$ und $L_2 = 16.7 \text{ nH}$. Hinter der eigentlichen Kathode, die in die Kathodenkante mündet, befindet sich noch ein weiterer Strommonitor I_i . Der hier gemessene Strom ist Neutralisationsstrom, der aus den Bauteilen der Kathodengrundplatte in den Ionenstrahl fließt. Da bekannt ist, daß der Ionenstrahl im wesentlichen ladungs- und stromneutralisiert ist, entspricht dieser Monitor dem aus der Diode extrahierten Ionenstrom. Die Differenz $I_D - I_i$ ist dann der Elektronenstrom, der über die Kathodenkante in den Diodenspalt fließt.

5.2 Meßergebnisse

5.2.1 Zeitliche Entwicklung der Elektronendichte im Diodenspalt der B_{appl} -Diode

Die Elektronendichte konnte bei der B_{appl} -Diode mit einer Genauigkeit bis zu $\delta(\bar{n}_e l) \approx 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ gemessen werden. Dabei hat das Dispersionsinterferometer eine Phasenverschiebung des Interferenzsignals von $\delta(\Delta\varphi/2\pi) \approx 1 \cdot 10^{-4}$ aufgelöst (vgl. (2.12)).

Sieht man zunächst von den Meßergebnissen ab, die sehr nahe bei der Anode aufgenommen wurden (Abstand $< 2 \text{ mm}$), beobachtet man im gesamten restlichen Diodenspalt eine einheitliche zeitliche Entwicklung der Elektronendichte (Abbildung 5.3). Die Elektronendichte setzt zeitgleich mit dem Ionenstrom ein und erreicht nach einem Anstieg von etwa 15...30 ns Werte um $3...5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Im Anschluß daran bleibt die Dichte während dem Zeitintervall, in dem die Diode ihre maximale Leistung abgibt, praktisch konstant. Erst wenn die Diodenspannung am Ende des Impulses abzufallen beginnt, ändert sich die Elektronendichte erneut und

wächst dann sehr stark an.

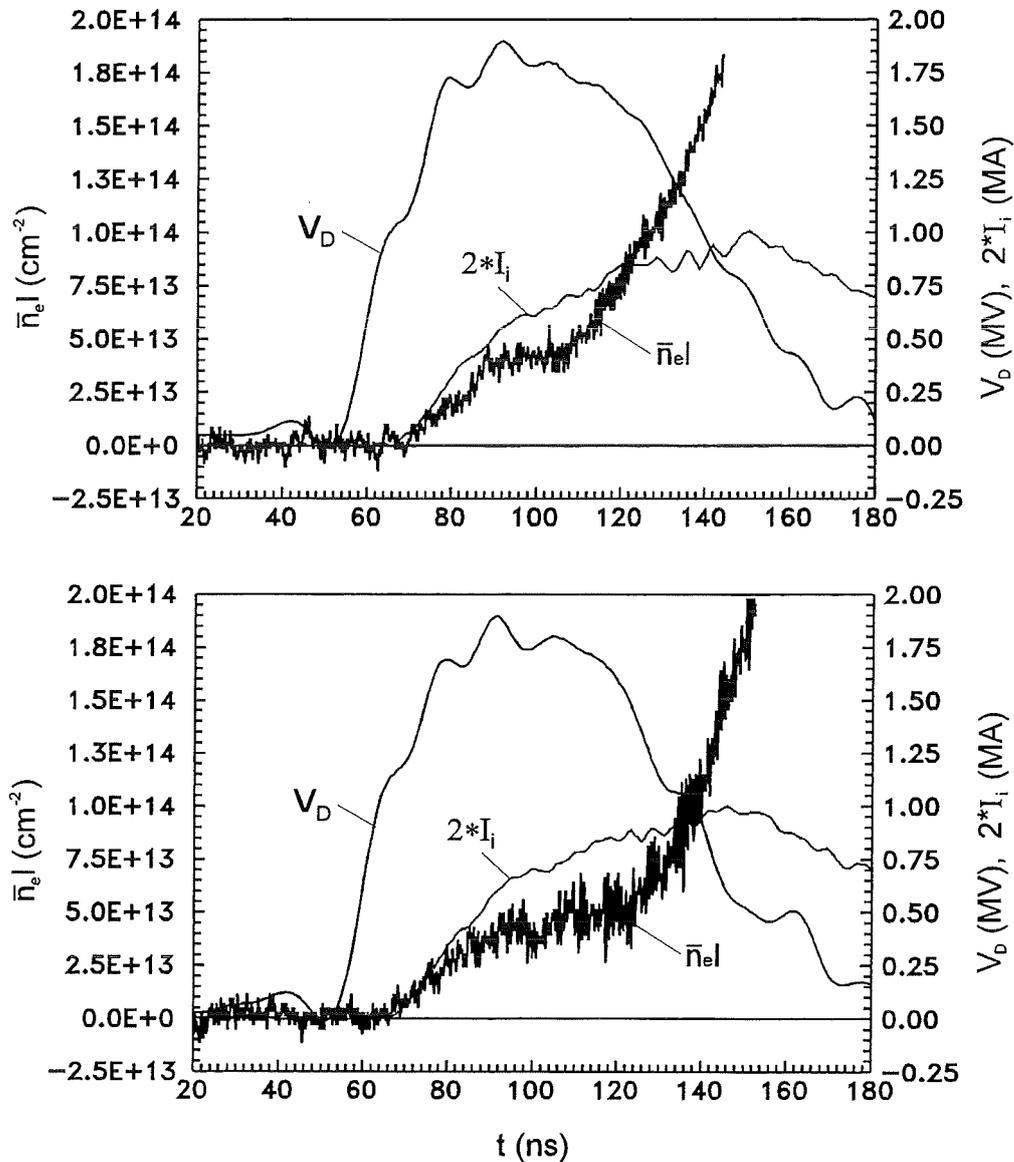


Abbildung 5.3 Gemessene Elektronendichte im Abstand von 3mm (oben) bzw. 5mm (unten) zur Anodenoberfläche zusammen mit der Diodenspannung und dem Ionenstrom.

Im folgenden wird nun gezeigt, daß die Elektronendichte, die während dem Leistungsmaximum der Diode beobachtet wird, durch eine freie Elektronenschicht

mit virtueller Kathode hervorgerufen wird. Setzt man dies als gegeben voraus, kann die Elektronendichte mit Hilfe der Diodenspannung und der Ionenstromdichte abgeschätzt werden (siehe Anhang A). Es gilt dann:

$$\bar{n}_e = 2 \frac{j_i}{e} \sqrt{\frac{m_i}{2e}} V_D^{-1/2}. \quad (5.2)$$

Betrachtet man nun die Diode in ihrem Leistungsmaximum bei $t \approx 100$ ns, so beträgt die Diodenspannung etwa $V_D = 1.75$ MV und der Ionenstrom $I_i = 0.3$ MA. Geht man davon aus, daß der Ionenstrahl homogen emittiert wird, gilt für die Ionenstromdichte $j_i = I_i/F$, wobei $F = 123$ cm² die Emissionsfläche der Anode ist. Dies eingesetzt in (5.2), ergibt eine mittlere Elektronendichte von $\bar{n}_e = 1.7 \cdot 10^{13}$ cm⁻³. Für einen Vergleich mit den Meßergebnissen muß dieser Wert noch mit der Länge der Elektronenschicht multipliziert werden, denn das Interferometer mißt die Liniendichte. Die Länge der Elektronenschicht entspricht aber der Länge der Emissionsfläche der Anode $l = 2.7$ cm. Die Elektronenschicht konzentriert sich nämlich vor der Anode auf den Bereich, in dem sich die positiv geladenen Strahlionen befinden. Elektronen, die entlang von B -Feldlinien aus diesem Bereich wegdriften, erfahren durch die sich aufbauende negative Raumladung eine rücktreibende Kraft. Als Abschätzung für die Liniendichte erhält man damit $\bar{n}_e l = 4.6 \cdot 10^{13}$ cm⁻². Diese Abschätzung stimmt sehr gut mit den Meßergebnissen überein. Es kann deshalb geschlossen werden, daß die gemessene Elektronendichte tatsächlich durch eine Elektronenschicht mit virtueller Kathode hervorgerufen wird.

Die Meßergebnisse zeigen, daß bei der B_{appl} -Diode genau dann ein signifikanter Ionenstrom einsetzt, wenn sich im Diodenspalt eine Elektronenschicht ausbildet. Diese zeitliche Korrelation zwischen einsetzendem Ionenstrom und Elektronendichte wird dabei unabhängig vom Meßpunkt im gesamten Diodenspalt beobachtet (Abbildung 5.3). D.h., daß eine Ausbreitung von Elektronen, die von der Kathodenkante aus in den Diodenspalt driften, innerhalb der gegebenen zeitlichen Auflösung von etwa 1 ns nicht beobachtet wird. Daraus kann geschlossen werden, daß die Prozesse, die zur Entwicklung der Elektronenschicht beitragen, sehr schnell ablaufen und sich die Diode deshalb zu jedem Zeitpunkt in einem quasistationären Zustand befindet. Am Ende des Impulses steigt die Elektronendichte im Diodenspalt stark an und erreicht schnell Werte über $2 \cdot 10^{14}$ cm⁻². Wie ein Vergleich mit der Abschätzung (5.2) zeigt, ist diese Liniendichte zu groß, als daß sie durch eine freie Elektronenschicht hervorgerufen sein könnte. Deshalb wird angenommen, daß es sich um das Anodenplasma und um Plasma von der Kathode handelt, das zu diesem Zeitpunkt in den Diodenspalt expandiert.

5.2.2 Elektronendichte am Rand des Anodenplasmas

Die Elektronendichte weicht nahe an der Anode bei Abständen $d \leq 2\text{ mm}$ zur Anodenoberfläche vom einheitlichen zeitlichen Verlauf im restlichen Diodenspalt ab (Abbildung 5.4, 5.5). Bei $d = 0.7\text{ mm}$ wächst die Liniendichte stetig an und erreicht bereits nach 10 ns Werte von $6 \cdot 10^{14}\text{ cm}^{-2}$. Bei $d = 1 \dots 2\text{ mm}$ erreicht die Elektronendichte bei $t \approx 75\text{ ns}$ ein Maximum mit Werten von $0.8 \dots 2 \cdot 10^{14}\text{ cm}^{-2}$ und geht danach rasch wieder zurück. Ab $t \approx 90\text{ ns}$ stimmt der zeitliche Verlauf der Liniendichte dann wieder mit dem im übrigen Diodenspalt überein (Abbildung 5.5). Die Entwicklung der Elektronendichte setzt in dem Bereich nahe bei der Anodenoberfläche schon vor dem Ionenstrom ein.

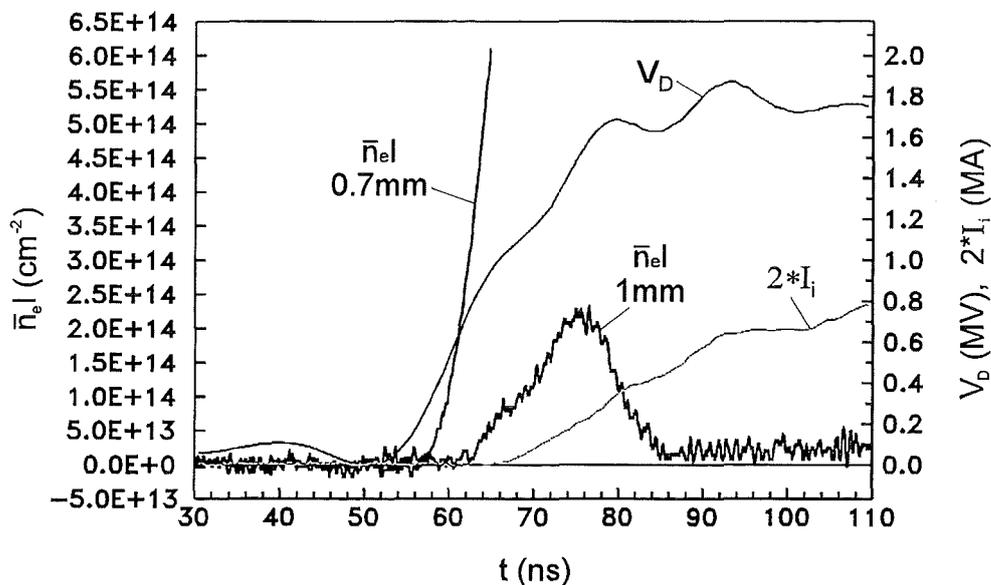


Abbildung 5.4 Elektronendichte 0.7 bzw. 1 mm vor der Anode. Diodenspannung und Ionenstrom.

Aufgrund der großen Dichte ist klar, daß bei $d = 0.7\text{ mm}$ das Anodenplasma gemessen wird. Im Bereich davor bei $d = 1 \dots 2\text{ mm}$ befindet sich dann die äußerste Front des Anodenplasmas, die mit der Zeit durch den Ionenstrom erodiert wird. Dabei geht man davon aus, daß die Ionen aus der Front des Plasmas extrahiert werden und die verbleibenden überschüssigen Elektronen aufgrund der resultierenden negativen Raumladung zur Anode hin abfließen. Insgesamt nimmt dabei sowohl die Protonen- als auch die Elektronendichte ab, so daß die Front des Anodenplasmas zurückweicht.

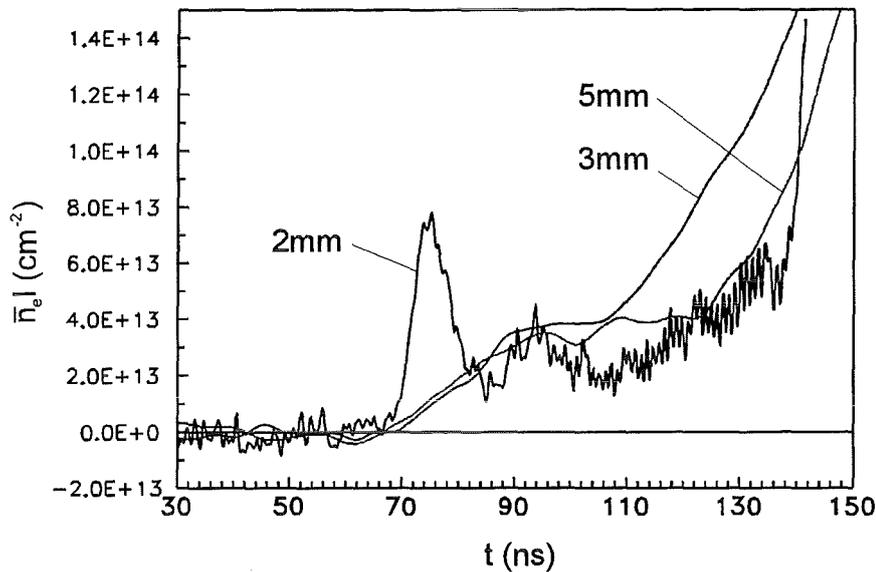


Abbildung 5.5 Vergleich der Elektronendichte an unterschiedlichen Punkten im Diodenspalt. Die Kurven sind teilweise geglättet.

Bestimmend für die Liniendichte bei $d = 1 \dots 2$ mm ist deshalb einerseits die Teilchenstromdichte⁴ j_A/e , mit der das Anodenplasma expandiert, und andererseits die Ionenstromdichte j_i , die zur Erosion der Plasmafront führt (Abbildung 5.6). Das Größenverhältnis dieser Stromdichten läßt sich aus den Messungen mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung

$$e \frac{\partial}{\partial t} n_i + \text{div} \mathbf{j} = 0 \quad (5.3)$$

abschätzen. Geht man davon aus, daß die Grenze des Anodenplasmas durch den Meßstrahl verläuft, und berücksichtigt man die Ladungsneutralität des Anodenplasmas ($n_e = n_i$), so erhält man:

$$j_A = j_i + \frac{e\pi r}{2l} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{n}_e l) . \quad (5.4)$$

Dabei ist r der Radius des Meßstrahls und l die Länge der Anode. Aus den Messungen kann demnach gefolgert werden, daß zunächst die Plasmaexpansion dominiert, danach aber die Plasmaerosion, sobald der Ionenstrom ausreichend stark angewachsen ist. Im Maximum der Liniendichte ($t \approx 75$ ns) besteht ein Gleichgewicht zwischen den Stromdichten j_A und j_i mit einem Wert von $I_i/F \approx 5 \cdot 10^{12} e/(\text{ns cm}^2)$.

⁴ j_A ist die Stromdichte der Ionen, die mit dem expandierenden Plasma transportiert werden.

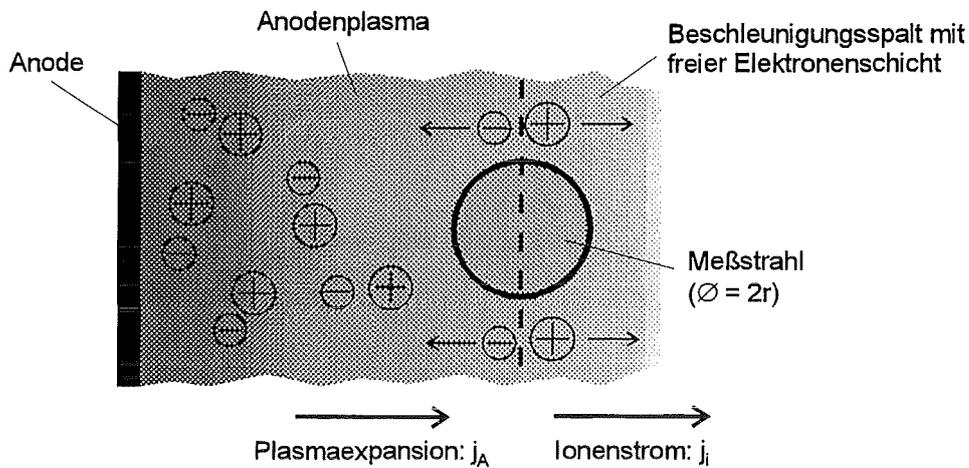


Abbildung 5.6 Das Verhältnis von Plasmaexpansion und -erosion bestimmt die Lage der Anodenplasmafront.

Ab $t \geq 90 \text{ ns}$ ist das Anodenplasma im Bereich $d \geq 0.7 \text{ mm}$ vollständig erodiert, denn die Liniendichte, die hier gemessen wird, ist der freien Elektronenschicht des Beschleunigungsspalts zuzuordnen. Demnach bleibt das Anodenplasma während dem Leistungsmaximum des Impulses auf einen Bereich $d \leq 0.7 \text{ mm}$ beschränkt, was mit anderen Meßergebnissen übereinstimmt [2]. An seiner Grenze geht das Anodenplasma kontinuierlich in die Elektronenschicht über, die sich somit über den gesamten Beschleunigungsspalt ausdehnt.

5.2.3 Räumliches Profil der Elektronenschicht

Wenn man die Ergebnisse von verschiedenen Meßpunkten auswertet, läßt sich ein räumliches Profil der Elektronendichte im Diodenspalt ableiten. Dabei darf aber nicht vergessen werden, daß die Elektronendichten, die dabei zusammengefaßt werden, bei unterschiedlichen Impulsen gemessen wurden. Da sich die Parameter der Einzelimpulse aber nicht identisch reproduzieren, ist ein Vergleich dieser Elektronendichten nur bedingt möglich. Dennoch lassen die Dichteprofile, die in dieser Weise erstellt werden, zumindest qualitative Aussagen zu.

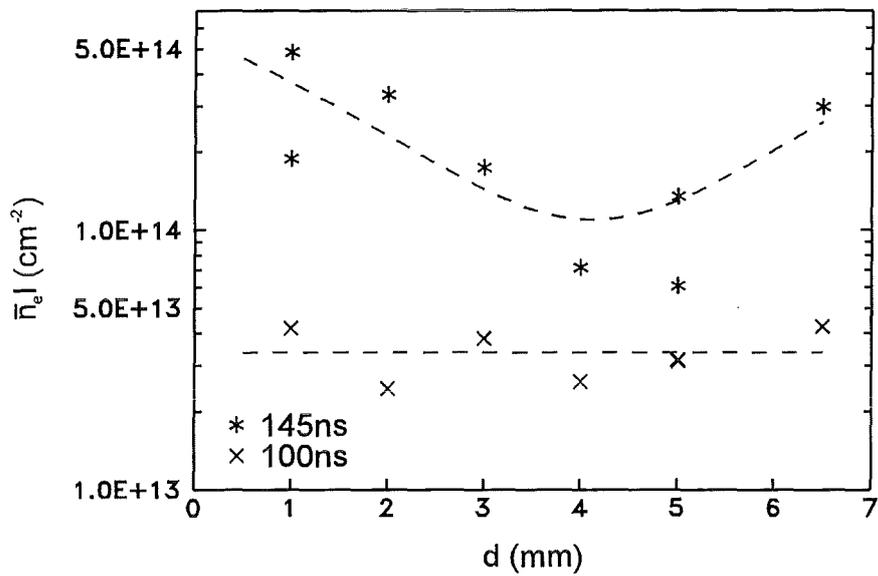


Abbildung 5.7 Elektronendichteverteilung im Diodenspalt während dem Leistungsmaximum (100ns) und am Impulsende (145ns).

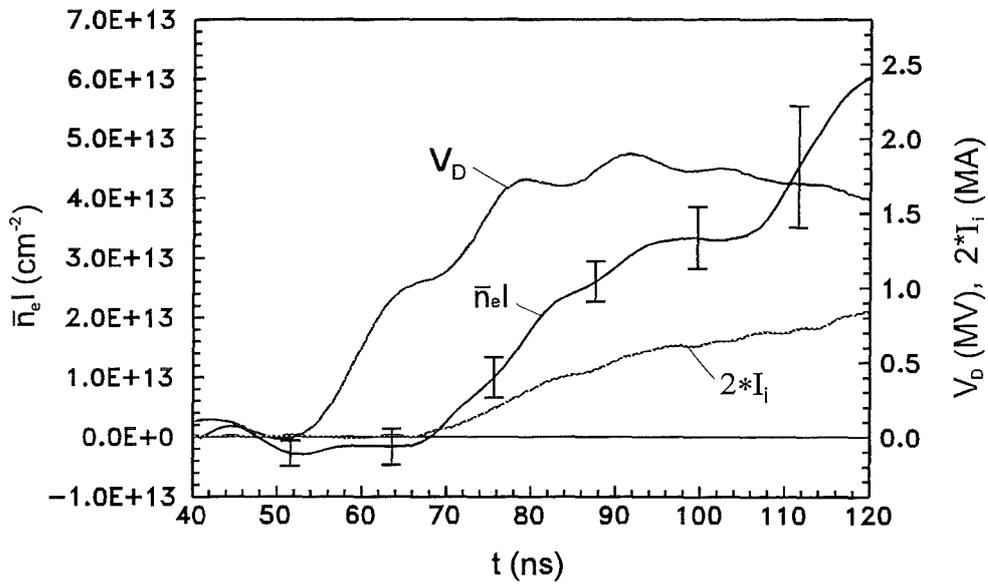


Abbildung 5.8 Zeitliche Entwicklung der über den Diodenspalt gemittelten Elektronendichte. Schwankung um den Mittelwert.

Abbildung 5.7 zeigt das Profil der Elektronenschicht bei $t = 100\text{ ns}$ also im Leistungsmaximum des Impulses. Es wird deutlich, daß die Dichteverteilung im Diodenspalt relativ konstant ist und keine ausgeprägte räumliche Struktur hat. Eine Aussage über Details der Verteilung ist dabei nicht möglich. Es kann gefolgert werden, daß die Dichteverteilung im gesamten Diodenspalt bis hin zum Anodenplasma näherungsweise homogen ist. In Abbildung 5.8 ist die über den Diodenspalt gemittelte Elektronendichte in Abhängigkeit der Zeit dargestellt. Die Schwankung der einzelnen Meßwerte um ihren Mittelwert ist gering und beträgt im Leistungsmaximum ($t = 100\text{ ns}$) nur etwa 15%. Die Elektronenschicht besitzt also von Beginn an bis einschließlich dem Leistungsmaximum des Impulses eine homogene Dichteverteilung.

Eine Abweichung von der homogenen Verteilung ist erst am Ende des Impulses zu beobachten. Zu diesem Zeitpunkt nimmt die Elektronendichte im gesamten Diodenspalt stark zu, wobei die Verteilung an den Rändern bei der Anode und der Kathode maximal wird. Im Zentrum des Diodenspalts entsteht dementsprechend ein Minimum (Abbildung 5.7, oben). Diese Form der Dichteverteilung bekräftigt deshalb die Annahme, daß sich am Ende des Impulses die Plasmen von der Anode und der Kathode her in den Diodenspalt ausbreiten.

Die spezielle, einfache Dichteverteilung der Elektronenschicht erlaubt es, die Meßergebnisse mit den Aussagen eines theoretischen Diodenmodells zu vergleichen. Dies wird im folgenden besprochen.

5.3 Vergleich der Meßergebnisse mit dem Diodenmodell von Desjarlais

5.3.1 Das Modell einer magnetisch isolierten Ionendiode

Zur Beschreibung des stationären Zustands einer magnetisch isolierten Ionendiode wurden verschiedene Modelle aufgestellt [22]. Im folgenden wird das Diodenmodell von Desjarlais [23] näher beschrieben. Es wird sich zeigen, daß die Elektronendichtemessungen bei der B_{appl} -Diode mit diesem Modell erklärt werden können.

Ausgegangen wird von einer ebenen Geometrie, die für die B_{appl} -Diode an KALIF eine gute Näherung darstellt (Abbildung 5.9). Es wird vorausgesetzt, daß von außen ein homogenes Magnetfeld $B_f e_z$ angelegt wird, um den Elektronenfluß im Diodenspalt zu isolieren. Im Falle einer laminaren Elektronendrift haben die

Elektronen dann im stationären Zustand die Geschwindigkeit

$$\mathbf{v}_e(x) = \frac{\mathbf{E}(x) \times \mathbf{B}(x)}{B^2(x)} = -\frac{E_x(x)}{B_z(x)} \mathbf{e}_y. \quad (5.5)$$

Die Komponenten der elektromagnetischen Felder sind durch $E_x(x) = -\partial U(x)/\partial x$ und $B_z(x) = \partial A_y(x)/\partial x$ mit den Potentialen $U(x)$ und $A_y(x)$ verbunden.

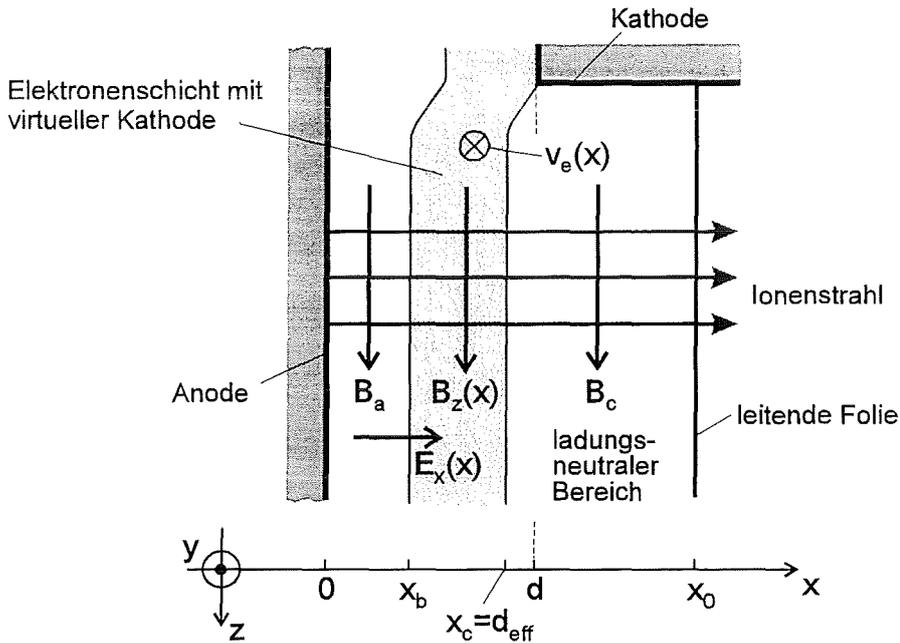


Abbildung 5.9 Geometrie und Bezeichnungen des Diodenmodells. Die Breite des Beschleunigungsspalts beträgt $d_{eff} = x_c$, dabei ist x_c die Lage der virtuellen Kathode.

Die virtuelle Kathode ist durch $\mathbf{E} = 0$ definiert; sie steht mit der Kathode in Verbindung und befindet sich auf demselben Potential $U = 0$. Die Elektronen ruhen auf der virtuellen Kathode und haben die Gesamtenergie⁵ $\mathcal{E}_e = (\gamma_e - 1)m_e c^2 - eU = 0$; dabei ist $\gamma_e = (1 - v_e^2/c^2)^{-1/2}$ der relativistische Faktor. Da y eine zyklische Koordinate ist, bleibt der kanonisch konjugierte Impuls der Elektronen während dem Einstellen des stationären Zustands erhalten, $P_{ye} = \gamma_e m_e v_{ye} - eA_y = 0$. Die virtuelle Kathode hat deshalb das gleiche Vektorpotential wie die Kathode, $A_y = 0$,

⁵Die kinetische Energie, mit der die Elektronen an der Kathode emittiert werden, bleibt vernachlässigt.

denn die Elektronen, die sich auf der virtuellen Kathode befinden, kommen von der Kathode und behalten ihren kanonischen Impuls $P_{ye} = 0$ und ihre Geschwindigkeit $v_{ye} = 0$ bei.

Der diamagnetische Effekt des Elektronenstroms $j_e(x) = -en_e(x)v_{ye}(x)$ führt zu einer Verstärkung des angelegten Magnetfelds vor der Elektronenschicht und zu einer Abschwächung dahinter:

$$B_z(x) = \begin{cases} B_a & 0 < x \leq x_b, \\ B_z(x) & x_b \leq x \leq x_c, \\ B_c & x_c \leq x < x_0, \end{cases} \quad \text{mit: } B_c < B_f < B_a. \quad (5.6)$$

Da das Vektorpotential der virtuellen Kathode konstant ist, $A_y = 0$, muß aber der magnetische Fluß zwischen der Anode und x_c und zwischen x_c und der Folie erhalten bleiben. Dabei nimmt man an, daß die Anode und die Folie ideale Leiter sind, in die das diamagnetische Feld nicht eindringen kann. Es gilt deshalb

$$B_a x_b + \int_{x_b}^{x_c} B_z(x) dx = B_f d, \quad (5.7)$$

$$B_c \cdot (x_0 - x_c) = B_f \cdot (x_0 - d). \quad (5.8)$$

Gleichung (5.8) entfällt, wenn die Folie, wie bei den meisten Experimenten mit der B_{app1} -Diode, nicht vorhanden ist. Der diamagnetische Effekt bewirkt wegen der Erhaltung des magnetischen Flusses eine Verschiebung der virtuellen Kathode zur Anode hin. Deshalb werden die Erhaltungsgleichungen (5.7) und (5.8) zur selbstkonsistenten Bestimmung der Lage x_c der virtuellen Kathode benutzt.

Die Grundlage des Diodenmodells bilden die stationären Maxwellgleichungen

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} U(x) = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e(x) - n_i(x)), \quad (5.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} B_z(x) = \mu_0 e n_e(x) v_{ye}(x). \quad (5.10)$$

Die Elektronengeschwindigkeit $v_{ye}(x)$ kann mit Hilfe von (5.5) durch $E_x(x) = -\partial U(x)/\partial x$ und $B_z(x)$ ersetzt werden. Ebenso läßt sich die Ionendichte $n_i(x)$ ersetzen, denn die Stromdichte der Ionen ist konstant, $j_i = en_i(x)v_{xi}(x) = \text{const}$, und wegen der Energieerhaltung ist die (nichtrelativistische) Geschwindigkeit der Ionen durch $eV_D = m_i v_{xi}^2(x)/2 + eU(x)$ mit dem Potential $U(x)$ und der angelegten Diodenspannung $V_D = U(0)$ verknüpft. Setzt man dies in (5.9) und (5.10) ein, so

erhält man⁶

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} U(x) = \frac{e}{\varepsilon_0} n_e(x) - \frac{j_i}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m_i}{2eV_D}} \left(1 - \frac{U(x)}{V_D}\right)^{-1/2}, \quad (5.11)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} B_z^2(x) = \mu_0 e n_e(x) \frac{\partial}{\partial x} U(x). \quad (5.12)$$

Die Gleichungen (5.11) und (5.12) reichen nicht aus, die unbekanntenen Größen $U(x)$, $n_e(x)$ und $B_z(x)$ eindeutig zu bestimmen. Um das System zu vervollständigen, sind verschiedene Ansätze möglich. In [25], [26] und [27] wird beispielsweise gefordert, daß die Energie der Elektronen im ganzen Beschleunigungsspalt konstant ist, $\mathcal{E}_e(x) = (\gamma_e(x) - 1)m_e c^2 - eU(x) = 0$. Zusammen mit der Erhaltung des kanonischen Impulses, $P_y = \gamma_e(x)m_e v_{ye}(x) - eA_y(x) = 0$, vermittelt dies eine zusätzliche Kopplung zwischen der Elektronengeschwindigkeit und dem Vektorpotential. Ein alternativer Ansatz ist die Annahme einer speziellen Form des Potentials $U(x)$, um dann die Elektronendichte mit Hilfe von (5.11) selbstkonsistent zu berechnen. Desjarlais [23] hat gerade umgekehrt die funktionale Form der Elektronendichte vorgegeben und eine stufenförmige Verteilung gefordert:

$$n_e(x) = \begin{cases} 0 & 0 < x < x_b, \\ n_e & x_b \leq x \leq x_c. \end{cases} \quad (5.13)$$

Mit den Randbedingungen $U(0) = V_D$, $U(x_c) = 0$, $\partial U(0)/\partial x = \partial U(x_c)/\partial x = 0$ und der Forderung der Stetigkeit von Potential und elektrischem Feld bei x_b können dann (5.11), (5.12) integriert werden und bilden zusammen mit (5.7), (5.8) ein abgeschlossenes System, aus dem alle Größen abgeleitet werden können. V_D , B_f , d und x_0 werden als bekannt vorausgesetzt. Die Grenze x_b der Elektronenschicht bleibt unbestimmt und kann als Parameter frei vorgegeben werden. Die Elektronen haben in diesem Modell keine einheitliche Gesamtenergie, $\mathcal{E}_e(x) \neq \text{const}$, und es wird nicht geklärt, wie Elektronen dann überhaupt von der Kathode, $\mathcal{E}_e(x_c) = 0$, in den Diodenspalt, $\mathcal{E}_e(x) \neq \mathcal{E}_e(x_c)$, gelangen können. Denkbar ist aber, daß die Elektronen aufgrund von Fluktuationen in der Elektronenschicht ihre Energie ändern können. In [22], [23] werden die Eigenschaften des Modells ausführlich diskutiert,

⁶Gleichung (5.12) läßt sich integrieren, wenn man $n_e(x)$ mit Hilfe von (5.11) eliminiert und die Randbedingungen $U(x_c) = 0$ und $\partial U(x_c)/\partial x = 0$ berücksichtigt:

$$B_z^2(x) = B_c^2 + \varepsilon_0 \mu_0 \left(\frac{\partial U(x)}{\partial x} \right)^2 + 4\mu_0 j_i \sqrt{\frac{m_i V_D}{2e}} \left(\sqrt{1 - \frac{U(x)}{V_D}} - 1 \right).$$

und es wird gezeigt, daß die Skalierung der Ionenstromdichte j_i , die in vielen Experimenten mit Ionendioden beobachtet wurde [24], durch das Diodenmodell gut wiedergegeben wird.

5.3.2 Anwendung des Diodenmodells auf die B_{appl} -Diode

Es stellt sich nun heraus, daß der experimentelle Befund bei der B_{appl} -Diode mit den Annahmen, die dem Diodenmodell von Desjarlais vorangestellt sind, übereinstimmt. Es wurde nämlich beobachtet,

- daß die Elektronenschicht im Beschleunigungsspalt in der Anfangs- und Hauptphase des Impulses eine näherungsweise homogene Dichteverteilung hat, und
- daß sich die Elektronenschicht dabei bis zur Anode ausdehnt.

Dies entspricht den Voraussetzungen des Diodenmodells, wobei der freie Parameter x_b , der die Grenze der Elektronenschicht definiert, auf $x_b = 0$ festgelegt wird. Durch einen Vergleich von bekannten Meßgrößen mit Folgerungen aus dem Modell, läßt sich überprüfen, ob das Diodenmodell tatsächlich die Verhältnisse der B_{appl} -Diode beschreibt. Als Meßgrößen stehen dafür zunächst die Elektronendichte $\bar{n}_e l$, die Diodenspannung V_D und der Ionenstrom I_i zur Verfügung. Aus dem Diodenmodell läßt sich eine Relation zwischen diesen Größen ableiten.

Da die Elektronendichte konstant ist, kann die Gleichung (5.11) für den Potentialverlauf im Beschleunigungsspalt $0 \leq x \leq x_c$ integriert werden. Berücksichtigt man die Randbedingungen an der Kathode, $U(x_c) = 0$ und $\partial U(x_c)/\partial x = 0$, erhält man

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}U(x)\right)^2 = 2\frac{e}{\varepsilon_0}n_e U(x) + 4\frac{j_i}{\varepsilon_0}\sqrt{\frac{m_i V_D}{2e}}\left(\sqrt{1 - \frac{U(x)}{V_D}} - 1\right). \quad (5.14)$$

Da außerdem an der Anode die Randbedingungen $U(0) = V_D$ und $\partial U(0)/\partial x = 0$ erfüllt sein müssen, folgt weiter

$$n_e = 2\frac{j_i}{e}\sqrt{\frac{m_i}{2eV_D}}. \quad (5.15)$$

Es ist bemerkenswert, daß dieses Ergebnis identisch ist mit Abschätzung (A.5) (Anhang A), bei der die mittlere Elektronendichte unter der Annahme eines linearen Potentialverlaufs im Beschleunigungsspalt abgeleitet wurde. Multipliziert man

nun Gleichung (5.15) mit der Länge der Anodenoberfläche $l = 2.7 \text{ cm}$ und ersetzt man die Ionenstromdichte durch $j_i = I_i/F$ ($F = 123 \text{ cm}^2$ Anodenoberfläche), so erhält man die gesuchte Relation

$$n_e l = 2I_i \frac{l}{eF} \sqrt{\frac{m_i}{2eV_D}} \quad (5.16)$$

zwischen den Meßgrößen I_i , V_D und $\bar{n}_e l$.

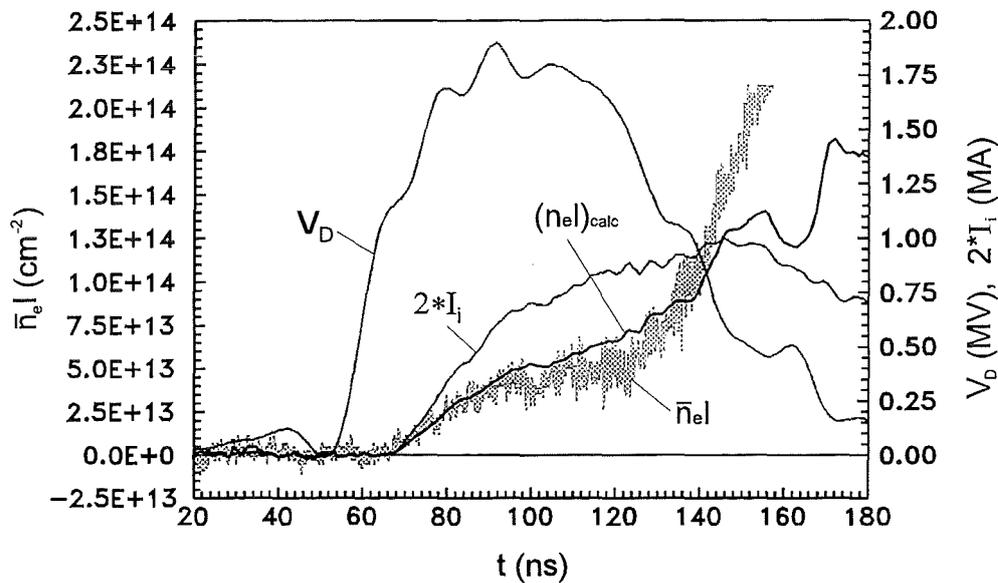


Abbildung 5.10 Gemessene und berechnete Elektronendichte 5 mm vor der Anode, Diodenspannung.

In Abbildung 5.10 wurde die mit Hilfe von (5.16) aus den elektrischen Signalen berechnete Elektronendichte dem Meßwert $\bar{n}_e l$ gegenübergestellt. Der Vergleich zeigt eine gute quantitative Übereinstimmung beider Kurven bis zum Impulsende, an dem die Elektronendichte stark anwächst. Die Tendenz, daß die mittlere Elektronendichte durch das Modell etwas überschätzt wird, findet sich allerdings bei allen Experimenten wieder. Der Vergleich bestätigt aber, daß die Verhältnisse in der Diode in der Anfangsphase und im Leistungsmaximum eines Impulses durch das theoretische Modell gut wiedergegeben werden.

5.4 Diskussion der Meßergebnisse

Da gezeigt werden konnte, daß das Diodenmodell von Desjarlais die B_{appl} -Diode in geeigneter Weise beschreibt, kann das Modell dazu verwendet werden, weitere Folgerungen aus den Meßergebnissen abzuleiten. Im folgenden wird in einem ersten Beispiel die Lage der virtuellen Kathode näher untersucht.

5.4.1 Dynamik der virtuellen Kathode

Die virtuelle Kathode ist definiert durch $E_x(x_c) = 0$, und es gilt dort $U(x_c) = 0$. Die Lage der virtuellen Kathode kann somit aus dem Potentialverlauf im Diodenspalt bestimmt werden.

Für den Fall einer homogenen Elektronendichte $n_e(x) = \text{const}$ läßt sich die Potentialgleichung (5.11) in geschlossener Form berechnen. Die erste Integration ist in (5.14) angegeben. Berücksichtigt man die Relation (5.15), dann gilt:

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}u(x)\right)^2 = \frac{2en_e}{\varepsilon_0V_D} \left(u(x) - 1 + \sqrt{1 - u(x)}\right), \quad (5.17)$$

wobei die dimensionslose Größe $u(x) = U(x)/V_D$ eingeführt wurde. Eine weitere Integration führt mit der Randbedingung $u(x_c) = 0$ zu

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{2en_e}{\varepsilon_0V_D}} (x_c - x) &= 2\sqrt{u(x) - 1 + \sqrt{1 - u(x)}} \\ &+ \frac{\pi}{2} - \arcsin\left(2\sqrt{1 - u(x)} - 1\right), \end{aligned} \quad (5.18)$$

wodurch der Potentialverlauf im Beschleunigungsspalt in impliziter Form dargestellt wird. Wegen $u(0) = 1$ folgt daraus für die Lage der virtuellen Kathode

$$x_c = \pi \sqrt{\frac{\varepsilon_0V_D}{2en_e}}. \quad (5.19)$$

Bei der getroffenen Wahl der x -Achse entspricht dies der Breite d_{eff} des Beschleunigungspalts.

Die zeitliche Entwicklung von x_c kann mit Hilfe von (5.19) für die gemessene Diodenspannung V_D und die Elektronendichte $\bar{n}_e l$ ausgewertet werden (Abbildung 5.11). Genauso wie im Diodenmodell angenommen, verschiebt sich die virtuelle Kathode von ihrem Ausgangswert $d = 8.5 \text{ mm}$ (Breite des Diodenspalts)

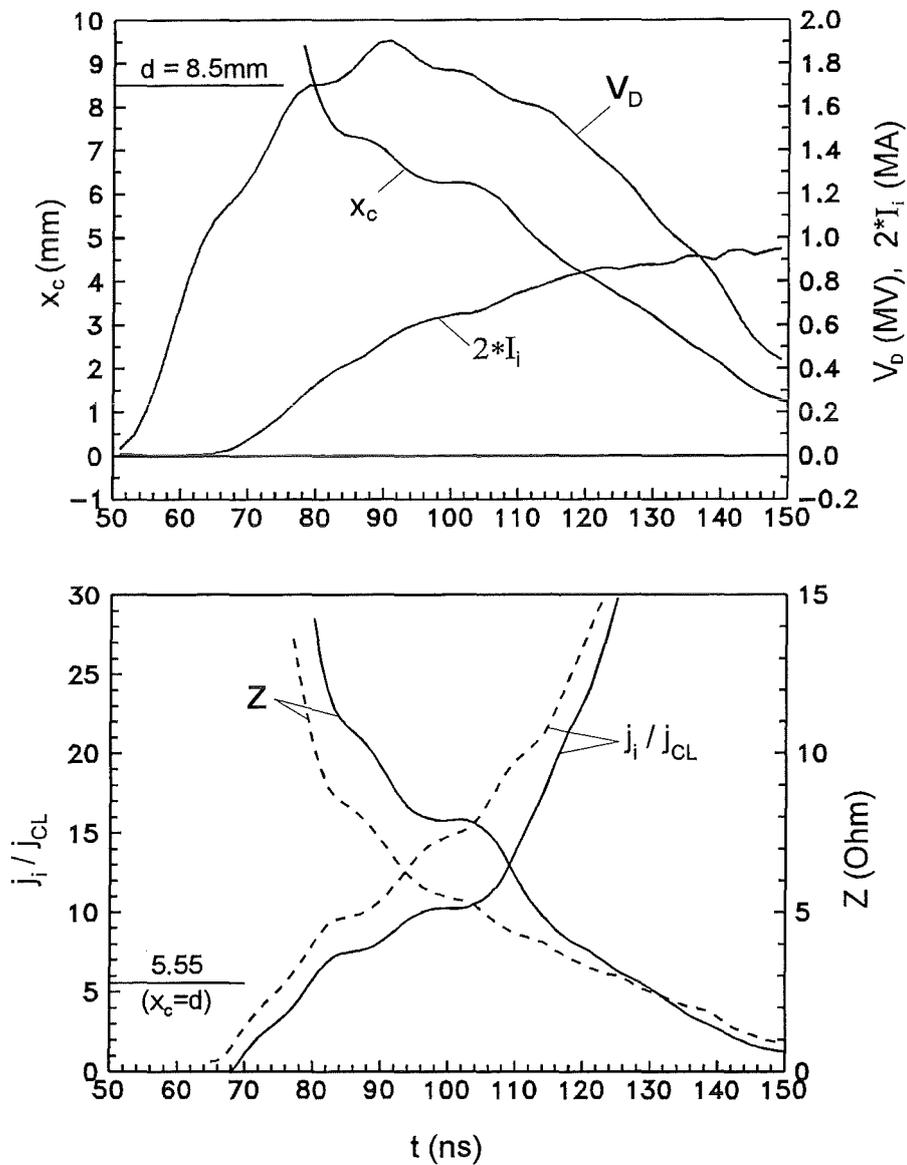


Abbildung 5.11 Diodenspannung und Ionenstrom gemittelt über alle Experimente, Lage der virtuellen Kathode (oben). Enhancement und Diodenimpedanz (unten); die gestrichelten Kurven wurden jeweils mit I_i berechnet.

in Richtung Anode und befindet sich während des Impulsmaximums bei etwa 6.5 mm. Die Ursache dafür ist der diamagnetische Effekt, der aufgrund des stärker werdenden Driftstroms in der Elektronenschicht bis zum Impulsmaximum stetig

zunimmt. Am Ende des Impulses nähert sich die virtuelle Kathode immer mehr der Anode, so daß der Beschleunigungsspalt praktisch kollabiert. Allerdings muß man bedenken, daß die Dichteverteilung der Elektronenschicht dann zunehmend inhomogen wird (Abbildung 5.7) und das Diodenmodell deshalb am Impulsende streng genommen nicht mehr anwendbar ist.

Eine häufig benutzte Kenngröße für Ionendioden ist das „Enhancement“ des Ionenstroms, das als Verhältnis j_i/j_{CL} definiert ist. Dabei ist j_{CL} der Child-Langmuir-Strom, der bei der Spannung V_D und der Spaltbreite d aus der Diode extrahiert werden könnte, wenn keine Elektronenschicht vorhanden wäre. Mit Hilfe von (1.1), (5.15) und (5.19) findet man

$$\frac{j_i}{j_{CL}} = \left(\frac{3}{4} \pi \cdot \frac{d}{x_c} \right)^2 . \quad (5.20)$$

Man sieht, daß der extrahierte Ionenstrom bei konstanter Diodenspannung um so stärker wird, je näher die virtuelle Kathode zur Anode rückt. Das Enhancement beträgt in der Ausgangslage $x_c = d$ etwa 5.55. Durch die Verschiebung der virtuellen Kathode wächst das Enhancement während des Impulsmaximums auf einen Wert > 10 an (Abbildung 5.11, unten).

Für die Anpassung der Diode an die Übertragungsleitung des Impulsgenerators und die damit verbundene maximale Leistungsaufnahme der Diode ist die Diodenimpedanz maßgeblich. Auch die Diodenimpedanz $Z = V_D/I_i$ steht in direktem Zusammenhang mit der Lage der virtuellen Kathode, denn mit $I_i = j_i F$ und den Gleichungen (5.15) und (5.19) ergibt sich:

$$Z = \frac{4}{\pi^2 \epsilon_0 F} \sqrt{\frac{m_i}{2eV_D}} x_c^2 . \quad (5.21)$$

Die Diodenimpedanz verringert sich, wenn die Breite des Beschleunigungsspalts abnimmt. Wie Abbildung 5.11 (unten) zeigt, hat die B_{appl} -Diode während des Impulsmaximums eine Impedanz von $5 \dots 8 \Omega$. Am Impulsende fällt die Impedanz immer mehr ab, so daß sich schließlich ein Kurzschluß ausbildet.

5.4.2 Maximale Driftgeschwindigkeit in der Elektronenschicht

Für die Auswertung der Interferometersignale wurde angenommen, daß die Dispersion der Elektronenschicht vergleichbar ist mit der Dispersion eines kalten Plasmas. Diese Näherung ist gültig, solange die Elektronentemperatur ausreichend niedrig ist

und die Elektronen sich nichtrelativistisch bewegen [28]. Im folgenden wird deshalb eine obere Grenze für die Geschwindigkeit der Elektronen abgeschätzt.

Im Diodenmodell wird davon ausgegangen, daß sich die Energie der Elektronen während der Entstehung der Elektronenschicht ändert. Deshalb kann die Geschwindigkeit nicht aus einem Energieerhaltungssatz abgeleitet werden, sondern ist durch die $E \times B$ -Drift $v_{ye} = -E_x/B_z$ gegeben.

Um $|v_{ye}|$ abzuschätzen, wird zunächst die maximale elektrische Feldstärke im Beschleunigungsspalt bestimmt. An der Maximalstelle x_m gilt $\partial E_x(x_m)/\partial x = -\partial^2 U(x_m)/\partial x^2 = 0$, und mit (5.11) und (5.15) erhält man damit für das Potential $U(x_m) = 3/4 \cdot V_D$. Setzt man dies in (5.17) ein, so ergibt sich als maximale elektrische Feldstärke

$$E_x^{max} = \sqrt{\frac{en_e V_D}{2\epsilon_0}}. \quad (5.22)$$

Das Magnetfeld wird durch seinen Mittelwert abgeschätzt, denn man kann annehmen, daß die maximale Geschwindigkeit im Zentrum des Beschleunigungsspalts in der Nähe von x_m auftritt. Die Auswertung der Meßergebnisse wird zeigen, daß der Mittelwert des Magnetfelds \bar{B}_z während des Impulses zunimmt. Somit kann mit Hilfe des zu Beginn angelegten Felds B_f , das aus numerischen Berechnungen bekannt ist [29], eine untere Grenze für \bar{B}_z angegeben werden

$$\bar{B}_z \geq \frac{B_f(0) + B_f(x_c)}{2} \approx 2.6 \text{ T}. \quad (5.23)$$

Mit diesen Ausdrücken für E_x^{max} und \bar{B}_z erhält man für die Driftgeschwindigkeit der Elektronen

$$|v_{ye}| \leq \frac{1}{\bar{B}_z} \sqrt{\frac{en_e V_D}{2\epsilon_0}} \leq \frac{1}{2.6 \text{ T}} \sqrt{\frac{en_e V_D}{2\epsilon_0}}. \quad (5.24)$$

Im Impulsmaximum ergibt sich daraus $|v_{ye}| \leq 1.9 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ und für den relativistischen Faktor $\gamma_e \leq 1.3$ (mit $V_D = 1.8 \text{ MV}$ und $\bar{n}_e l = 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$). Eine exakte Rechnung, in der die Ortsabhängigkeit von $B_z(x)$ mitberücksichtigt wird, bestätigt dieses Ergebnis. Es zeigt sich, daß die maximale Driftgeschwindigkeit sogar etwas unterhalb des Schätzwertes liegt.

5.4.3 Magnetfeld und magnetischer Fluß im Diodenspalt

Das Magnetfeld B_f , das in der B_{appl} -Diode von zwei Spulen erzeugt wird, ist in [29] numerisch berechnet worden. Es fällt von etwa 3.3 T an der Anode auf 1.9 T

an der Kathodenkante ab und kann im Diodenspalt durch

$$B_f(x) \approx b_0 + b_1 x + b_2 x^2 \quad (5.25)$$

mit: $b_0 = 3.34 \text{ T}$, $b_1 = -0.388 \text{ T/mm}$, $b_2 = 0.0257 \text{ T/mm}^2$

genähert werden. Der magnetische Fluß im Diodenspalt (Breite $d = 8.5 \text{ mm}$) beträgt somit etwa 0.02 Tm . Im Unterschied zum Diodenmodell ist das Magnetfeld also nicht homogen, sondern vom Ort abhängig. Man kann die Gleichungen (5.7) und (5.8) für die Flußerhaltung aber leicht verallgemeinern, indem man beispielsweise das Produkt $B_f d$ durch das Integral $\int_0^d B_f(x) dx$ ersetzt.

Während des Impulses verändert der diamagnetische Effekt die Stärke des Magnetfeldes. Mit Hilfe von (5.12) läßt sich das Magnetfeld dann aus der Elektronendichte und dem Potential ableiten. Unter Berücksichtigung der Randbedingung $U(x_c) = 0$ findet man

$$B_z(x) = \sqrt{B_z^2(x_c) + 2\mu_0 e n_e U(x)}. \quad (5.26)$$

Um die noch unbekannt Feldstärke $B_z(x_c)$ an der virtuellen Kathode zu bestimmen, könnte man nun die Erhaltungsgleichung (5.7) für den magnetischen Fluß im Beschleunigungsspalt ausnutzen. Neuere Untersuchungen des Magnetfelds im Anodenplasma haben jedoch gezeigt, daß der magnetische Fluß im Beschleunigungsspalt nicht erhalten ist, was ein alternatives Vorgehen notwendig macht.

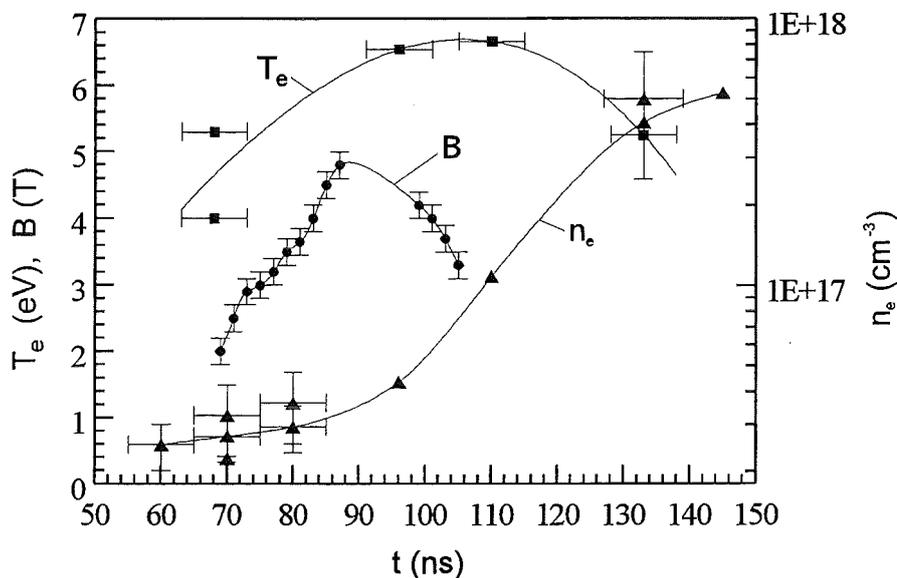


Abbildung 5.12 Magnetfeld, Temperatur und Dichte im Anodenplasma.

Des Magnetfeld im Anodenplasma wurde mit spektroskopischen Mitteln zeitaufgelöst gemessen [2]. Es wurde gezeigt, daß das Magnetfeld während des Impulsanstiegs mit 2...3T zunächst unterhalb der angelegten Feldstärke von $B_f(0) \approx 3.3\text{T}$ liegt, dann aber mit ansteigender Diodenspannung auf fast 5T anwächst, um schließlich zum Impulsende wieder auf Werte um 3...4T abzufallen (Abbildung 5.12). Die niedrige Feldstärke zu Beginn des Impulses kann durch die Expansion des Anodenplasmas erklärt werden. Dabei wird angenommen, daß die B -Feldlinien im Plasma „eingefroren“ sind, so daß sich der magnetische Fluß und damit die Feldstärke verringern, wenn das Anodenplasma expandiert. Kommt die Plasmaexpansion zum Stillstand, gewinnt die Diffusion, mit der das B -Feld in das Anodenplasma eindringt, an Bedeutung, und wegen des diamagnetischen Effekts kann die Feldstärke im Anodenplasma dann sogar den Wert des angelegten Feldes $B_f(0)$ übertreffen. Da das Magnetfeld aber ins Anodenplasma eindringt, muß sich der magnetische Fluß im Beschleunigungsspalt verringern und kann somit nicht erhalten sein.

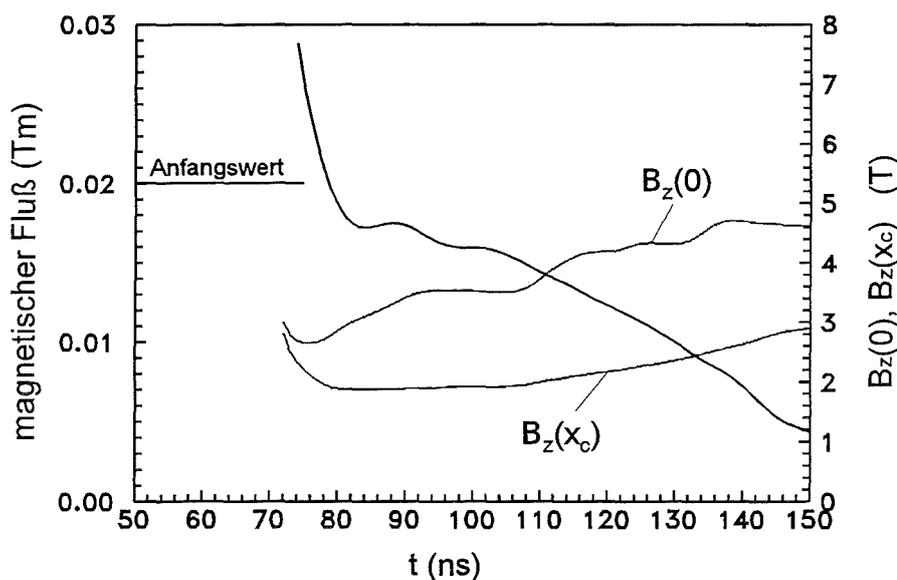


Abbildung 5.13 Zeitliche Entwicklung des magnetischen Flusses im Beschleunigungsspalt. Magnetfeld an der Anode und an der virtuellen Kathode.

Um $B_z(x_c)$ in (5.26) abzuschätzen, wird deshalb die Flußerhaltung (5.8) im Bereich hinter der virtuellen Kathode ($x_c < x < x_0$) betrachtet. Da bei den meisten Experimenten an der B_{appl} -Diode keine Folie verwendet worden ist, kann ein

genauer Wert von x_0 nicht angegeben werden. Es ist aber ausreichend, festzustellen, daß x_0 in diesem Fall sehr viel größer ist als die Verschiebung der virtuellen Kathode, $d - x_c$. Somit gilt nämlich die Näherung

$$\int_{x_c}^{x_0} B_z(x) dx = \int_d^{x_0} B_f(x) dx \approx \int_{x_c}^{x_0} B_f(x) dx, \quad (5.27)$$

und da der diamagnetische Effekt das Magnetfeld hinter der virtuellen Kathode abschwächt, $B_z(x) \leq B_f(x)$, ($x > x_c$), kann $B_z(x)$ dort durch $B_f(x)$ abgeschätzt werden. Im besonderen gilt damit auch $B_z(x_c) \approx B_f(x_c)$. Setzt man dies in (5.26) ein, läßt sich der Verlauf des Magnetfelds im Beschleunigungsspalt vollständig bestimmen. Man stellt fest, daß sich das Magnetfeld an der virtuellen Kathode zeitlich nur wenig ändert. An der Anode erreicht $B_z(0)$ einen Wert von etwa 3.5 T beim Impulsmaximum (Abbildung 5.13); Werte über 4 T werden erst zum Impulsende hin beobachtet. Die Ergebnisse werden dann aber unsicher, da das Diodenmodell aufgrund der entstehenden inhomogenen Dichteverteilung der Elektronenschicht streng genommen nicht mehr zutreffend ist. Da innerhalb des Anodenplasmas bereits in der Anfangsphase des Impulses Feldstärken bis zu 5 T gemessen wurden (Abbildung 5.12), kann geschlossen werden, daß das diamagnetische Feld fast vollständig in das Anodenplasma eindringt.

Den magnetischen Fluß erhält man nun durch Integration des B -Feldes (5.26) über den Beschleunigungsspalt. Nach einer Substitution von $x = x(u)$ mit Hilfe von (5.18) findet man

$$\int_0^{x_c} B_z(x) dx = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \cdot V_D \int_0^1 \frac{\sqrt{\beta_c^2 + u}}{\sqrt{u-1} + \sqrt{1-u}} du, \quad (5.28)$$

$$\text{mit: } \beta_c = \frac{B_f(x_c)}{\sqrt{2\mu_0 en_e V_D}}.$$

Damit läßt sich der zeitliche Verlauf des magnetischen Flusses mit den Meßwerten $\bar{n}_e l$ und V_D auswerten (Abbildung 5.13). Das Ergebnis bestätigt, daß der Fluß im Beschleunigungsspalt nicht erhalten ist, sondern bis zum Impulsmaximum von seinem Ausgangswert 0.02 Tm auf etwa 0.016 Tm abfällt. Die magnetische Isolation der Diode ist deshalb schwächer als erwartet.

Die Diffusion des diamagnetischen Feldes in das Anodenplasma hat einen bedeutenden Einfluß auf die Abläufe in der Diode. Schon an früherer Stelle wurde beschrieben, daß das Eindringen des Magnetfelds durch Bildung von Wirbelströmen zu einer starken Aufheizung des Plasmas führen kann [30]. In [2] wurde abgeschätzt, daß der Energiezuwachs im Anodenplasma etwa 225 eV/Teilchen beträgt. Da die spektroskopisch gemessene Elektronentemperatur im Plasma sehr viel

niedriger ist (Abbildung 5.12), wurde angenommen, daß die überschüssige Wärmeenergie größtenteils im Substrat der Anode absorbiert wird und es dadurch zu einer verstärkten Desorption von Teilchen in das Anodenplasma kommt. In Übereinstimmung mit dieser Argumentation wurde beobachtet, daß die Elektronendichte im Anodenplasma während des Impulses stark zunimmt (Abbildung 5.12).

Auch die schnelle Plasmaexpansion, die sowohl bei der B_{appl} -Diode als auch bei der B_{\ominus} -Diode am Impulsende beobachtet wird, kann durch das Eindringen des diamagnetischen Feldes in das Anodenplasma erklärt werden. Der magnetische Druck im Beschleunigungsspalt, $B_z^2/(2\mu_0)$, hemmt zunächst die Expansion des Anodenplasmas. Das diamagnetische Feld verstärkt diesen Effekt, wobei aber auch der magnetische Druck im Plasma durch das Eindringen des Feldes zunimmt. Wenn dann am Impulsende das diamagnetische Feld zusammen mit der Diodenspannung und dem Ionenstrom im Beschleunigungsspalt abnimmt, kehren sich die Druckverhältnisse um. Der magnetische Druck ist dann im Anodenplasma größer als im Beschleunigungsspalt, so daß ein Druckgradient entsteht, der die Plasmaexpansion antreibt. Dies verdeutlicht die hydrodynamische Bewegungsgleichung [8]

$$n_e \frac{d}{dt}(m_e v_e + m_i v_i) = -\text{grad} \frac{B_z^2}{2\mu_0} - \text{grad}(p_i + p_e), \quad (n_e \approx n_i). \quad (5.29)$$

Es läßt sich leicht zeigen, daß bei der beobachteten Plasmadichte von $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und den typischen Temperaturen von $\sim 10 \text{ eV}$ der magnetische Druck gegenüber den Teilchendrücken p_i, p_e dominant ist. Natürlich ist dieser Effekt nicht auf das Anodenplasma beschränkt, sondern trifft gleichermaßen auf das Plasma an der Kathode zu. Somit wird verständlich, warum sich der Diodenspalt am Impulsende zwischen Kathodenkante und Anode mit Plasma füllt.

6 Zusammenfassung

Die Entwicklung eines empfindlichen Dispersionsinterferometers ermöglichte die erstmalige direkte Messung der Elektronendichte im Beschleunigungsspalt von Hochleistungsionendioden. Das Interferometer wurde an der B_{\ominus} -Diode und der B_{appl} -Diode am Ionenstrahlgenerator KALIF eingesetzt. Mit den Meßergebnissen konnte das bisherige Verständnis der physikalischen Abläufe in Ionendioden verbessert werden.

Die herausragende Eigenschaft des Dispersionsinterferometers ist seine Stabilität, die es für die schwierigen experimentellen Verhältnisse an KALIF besonders geeignet macht. Wegen der großen Laserleistung, die für die Frequenzverdopplung in nichtlinearen Kristallen erforderlich ist, wurden derartige Interferometer bisher nur mit zeitlichen Auflösungen im μs -Bereich konzipiert. Da für die Anwendung an KALIF eine zeitliche Auflösung von ca. 1 ns notwendig ist, mußte ein Dispersionsinterferometer entwickelt werden, das in seinen Parametern neuartig ist. Um die notwendige Laserleistung zu erreichen, wurde ein single mode, single frequency Nd:YAG-Ringlaser mit einer Wellenlänge von 1064 nm und einer cw-Leistung von 715 mW mit zwei Nd:YAG-Laserverstärkern kombiniert. Dieses Lasersystem lieferte repetierliche Impulse mit einer Spitzenleistung von etwa 70 W und einer Impulsdauer von 130 μs . Während der Dauer eines Meßzeitintervalls von typ. 100 ns war die Laserleistung dabei praktisch konstant. Für die Frequenzverdopplung wurden KTP-Kristalle verwendet, die für schwache Laserleistungen besonders geeignet sind. Durch Verwendung eines PIN-Differenzdetektors konnte der Arbeitspunkt des Interferometers in den Nullpunkt gelegt werden.

Die Eigenschaften und Parameter des Dispersionsinterferometers wurden an einem Laboraufbau überprüft. Bei der Messung der Dispersion von Luft wurde die Stabilität des Interferometers demonstriert. Es zeigte sich, daß der Arbeitspunkt während der Dauer von 45' um weniger als 0.06π driftet. Die Kurzzeitmessung von Elektronendichten wurde an einem Plasmagenerator erprobt. Das Dispersionsinterferometer hat eine räumliche Auflösung von 0.5 mm. Bei Kurzzeitmessungen mit einer zeitlichen Auflösung von ca. 1 ns kann die Phasenverschiebung mit einer Genauigkeit bis zu $2\pi \cdot 10^{-4}$ gemessen werden. Dementsprechend liegt die Auflösung für die Elektronendichte bei $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

Mit dem Dispersionsinterferometer wurde die Elektronendichte im Diodenspalt der Ionendioden an KALIF zeitaufgelöst gemessen. Da der Meßstrahl bei der B_{\ominus} -Diode außerdem durch den Ionenstrahlfokus lief, bestand hier zusätzlich die Möglichkeit, die Elektronendichte im Ionenstrahlfokus zu untersuchen.

Die Experimente haben gezeigt, daß die B_Θ -Diode während eines Impulses mehrere unterschiedliche Zustände durchläuft. Zunächst fließt zwischen Kathode und Anode ein Elektronenverluststrom, durch den die Erzeugung des Anodenplasmas eingeleitet wird. Das Eigenmagnetfeld dieses Verluststroms wird dann ausreichend stark, daß sich noch während des Vorimpulses eine magnetisch isolierte Elektronenschicht mit virtueller Kathode im Diodenspalt bilden kann. Die Elektronenschicht liegt vor der Anode und hat eine Ausdehnung von etwa 3 mm. Ihre Dichte nimmt zur Anode hin zu. Der Diodenstrom wird zu diesem Zeitpunkt durch einen raumladungsbegrenzten Ionenstrom getragen, der aber mangels ausreichender Strahlneutralisation aus der Diode nicht extrahiert werden kann. Die Elektronendichte nimmt im Diodenspalt mit ansteigender Diodenspannung ab, so daß die Elektronenschicht während des Leistungsmaximums des Impulses vollends verschwunden ist. Die B_Θ -Diode muß deshalb einen Ionenstrahl erzeugen, dessen Stromdichte der Child-Langmuir-Stromdichte j_{CL} entspricht. Diese Folgerung konnte überprüft werden, indem die Elektronendichte und die Strahlleistungsdichte im Ionenstrahlfokus unter der Annahme eines Child-Langmuir-Stroms berechnet wurde. Der Vergleich mit dem experimentellen Befund zeigte eine gute Übereinstimmung. Das Impulsende wird schließlich durch einen sprunghaften Anstieg der Elektronendichte im Diodenspalt eingeleitet.

In weiteren Messungen wurde die B_{appl} -Diode untersucht, die sich aufgrund der aktiven Erzeugung des Anodenplasmas und des angelegten Magnetfeldes in ihren Eigenschaften von der B_Θ -Diode deutlich unterscheidet. Es zeigte sich, daß sich die Elektronenschicht erst während des Hauptimpulses bildet und gleichzeitig dazu der Ionenstrom in der Diode einsetzt. Die Elektronenschicht erstreckt sich über den gesamten Diodenspalt und hat im Leistungsmaximum des Impulses eine weitgehend homogene Dichteverteilung mit typischen Werten von $1.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Zum Impulsende hin nimmt die Elektronendichte im gesamten Diodenspalt zu, wobei die Werte an den Rändern am größten werden. Da M. Desjarlais eine Ionendiode mit homogener Elektronenschicht theoretisch behandelt hat, wurde geprüft, ob sich dieses Modell auf die B_{appl} -Diode anwenden läßt. In einem Vergleich wurde gezeigt, daß das Modell tatsächlich gut mit den Meßdaten übereinstimmt und somit zur weiteren Interpretation der Meßdaten verwendet werden kann. Als Beispiel wurde die Lage der virtuellen Kathode untersucht, die sich wegen des diamagnetischen Effekts in Richtung Anode verschiebt. Aus neueren spektroskopischen Untersuchungen ist bekannt, daß das diamagnetische Feld in das Anodenplasma eindringt. Dementsprechend wurde das Diodenmodell modifiziert, und es konnte gezeigt werden, daß der magnetische Fluß im Beschleunigungsspalt abnimmt.

Das Dispersionsinterferometer eröffnete neue Möglichkeiten für die Untersu-

chung der Ionendioden an KALIF. Die Zuverlässigkeit und Wiederholbarkeit der gewonnenen Ergebnisse sollte nun in weiteren Messreihen überprüft werden. Eine Steigerung der Empfindlichkeit ist dabei durchaus möglich, wenn beispielsweise die effektive Laserleistung des Interferometers erhöht wird. Neben der Untersuchung des Diodenspalts bestehen zukünftig auch Anwendungsmöglichkeiten für die Ionenstrahldiagnostik. So könnte das Profil und die Neutralisation der Ionenstrahlen untersucht werden. Das Dispersionsinterferometer wäre dabei eine wesentliche Erweiterung der bestehenden Meßapparaturen.

Anhang

A Abschätzung der Elektronendichte im Diodenspalt

Die Elektronendichte im Diodenspalt kann mit Hilfe des Gaußschen Gesetzes aus der Diodenspannung und dem Ionenstrom abgeschätzt werden.

Betrachtet man im Diodenspalt ein Volumen G , dessen Deckflächen mit der Anodenoberfläche bzw. der virtuellen Kathode zusammenfallen und dessen Seitenflächen längs des elektrischen Feldes im Diodenspalt verlaufen, dann gilt:

$$\int_G \operatorname{div} \mathbf{E} dV = \oint_{\partial G} \mathbf{E} d\mathbf{f} = 0, \quad (\text{A.1})$$

denn an den Deckflächen verschwindet das \mathbf{E} -Feld, und die Seitenflächen tragen zum Integral nichts bei. Befinden sich im Diodenspalt nur Elektronen und Protonen, folgt aus dem Gaußschen Gesetz

$$0 = \bar{n}_i - \bar{n}_e, \quad (\text{A.2})$$

d.h. die mittlere Elektronendichte \bar{n}_e ist gleich der mittleren Ionendichte \bar{n}_i .

Um die mittlere Ionendichte \bar{n}_i abzuschätzen, nimmt man an, daß das Potential U wie bei einem Plattenkondensator von der Anode zur Kathode hin linear abfällt. Dies steht zunächst im Widerspruch zu einem \mathbf{E} -Feld, das an der Anodenoberfläche und der virtuellen Kathode verschwindet. Wenn das Potential aber nur in der Nähe dieser Flächen von einem linearen Verlauf abweicht, dann bleibt die Annahme sinnvoll. Aus der Erhaltung der Ionenenergie

$$eV_D = \frac{1}{2}m_i v^2 + eU \quad (\text{A.3})$$

(e Elementarladung, V_D Diodenspannung, m_i Protonenmasse, v Geschwindigkeit der Ionen) und mit der Ionenstromdichte $j = en_i v$ folgt dann für die mittlere Ionendichte

$$\begin{aligned} \bar{n}_i &= \frac{1}{d} \int_0^d \frac{j}{e} \sqrt{\frac{m_i}{2e}} (V_D - U(x))^{-1/2} dx \\ &= \frac{1}{V_D} \int_0^{V_D} \frac{j}{e} \sqrt{\frac{m_i}{2e}} (V_D - U)^{-1/2} dU, \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

dabei bedeutet d die Ausdehnung des Diodenspalts. Gleichung (A.4) läßt sich integrieren, und mit (A.2) erhält man schließlich für die mittlere Elektronendichte

$$\bar{n}_e = 2 \frac{j}{e} \sqrt{\frac{m_i}{2e}} V_D^{-1/2} . \quad (\text{A.5})$$

Beispiel: In ihrem Leistungsmaximum hat die B_{appl} -Diode eine Spannung von $V_D \approx 2 \text{ MV}$ und erzeugt einen Ionenstrom von etwa 700 kA . Die Anodenoberfläche hat eine Größe von 123 cm^2 , so daß die Stromdichte in der Diode $j \approx 5.7 \text{ kA/cm}^2$ beträgt. Mit Hilfe von (A.5) berechnet man aus diesen Werten

$$\bar{n}_e = 3.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} . \quad (\text{A.6})$$

B Bestimmungsgleichungen einiger Parameter von KTP-Kristallen

Die grundlegenden Gleichungen für die Wellenausbreitung in Kristallen sind die Fresnelschen Formeln [16]:

$$0 = \sum_{k=x,y,z} \frac{s_k^2}{v_p^2 - v_k^2} , \quad \text{mit } v_p = \frac{c}{N} , \quad v_k = \frac{c}{N_k} , \quad (\text{B.1})$$

$$0 = \sum_{k=x,y,z} \frac{t_k^2}{\frac{1}{v_r^2} - \frac{1}{v_k^2}} , \quad \text{mit } v_r = \frac{v_p}{\cos \alpha} . \quad (\text{B.2})$$

Dabei ist v_p die Phasengeschwindigkeit, N_k sind die Hauptbrechungsindizes, \mathbf{s} ist der Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung (Wellennormale),

$$\mathbf{s} = (\cos \phi \sin \theta, \sin \phi \sin \theta, \cos \theta) , \quad (\text{B.3})$$

und \mathbf{t} ist der Einheitsvektor in Strahlrichtung. α ist der Doppelbrechungswinkel zwischen Ausbreitungsrichtung und Strahlrichtung.

Im allgemeinen findet man zu (B.1) für jede vorgegebene Ausbreitungsrichtung \mathbf{s} zwei unterschiedliche Lösungen v_p^2 . Für die Wellenausbreitung in der xy -Ebene ($\theta = \pi/2$) sind dies:

$$v_p^{o2} = v_z^2 \quad \text{„ordentlicher Strahl“,} \quad (\text{B.4})$$

$$v_p^{e2} = v_x^2 + (v_y^2 - v_x^2) \cos^2 \phi \quad \text{„außerordentliche Strahl“.} \quad (\text{B.5})$$

Die zugeordneten Brechungsindizes sind:

$$N^o = c/v_z, \quad (\text{B.6})$$

$$N^e = c/\sqrt{v_x^2 + (v_y^2 - v_x^2) \cos^2 \phi}. \quad (\text{B.7})$$

Wenn die Ausbreitungsrichtung der Welle in der xy -Ebene liegt, so liegt auch die Strahlrichtung in der xy -Ebene: $t_z = 0$. Damit erhält man aus (B.1), (B.2) für den Doppelbrechungswinkel:

$$\alpha^o = 0, \quad (\text{B.8})$$

$$\alpha^e = \arctan \left(\frac{(v_x^2 - v_y^2) \cos \phi \sin \phi}{v_x^2 + (v_y^2 - v_x^2) \cos^2 \phi} \right). \quad (\text{B.9})$$

Bei der Erzeugung der zweiten Harmonischen muß für Phasenanpassung die Bedingung $\Delta k = 0$ erfüllt sein. Wegen

$$\Delta k = k_F^o + k_F^e - k_{ZH}^e = \frac{\pi c}{\lambda_{ZH}} \left(\frac{1}{v_{pF}^o} + \frac{1}{v_{pF}^e} - \frac{2}{v_{pZH}^e} \right), \quad (\text{B.10})$$

gilt für Phasenanpassung in der xy -Ebene die Gleichung

$$0 = \frac{1}{v_{zF}} + \frac{1}{\sqrt{v_{xF}^2 + (v_{yF}^2 - v_{xF}^2) \cos^2 \phi_m}} - \frac{2}{\sqrt{v_{xZH}^2 + (v_{yZH}^2 - v_{xZH}^2) \cos^2 \phi_m}}. \quad (\text{B.11})$$

Der Winkel ϕ_m zwischen Wellennormale und x -Achse läßt sich daraus numerisch berechnen.

Um einen Ausdruck für den Akzeptanzwinkel herzuleiten, untersucht man die Änderung von Δk für kleine Änderungen der Ausbreitungsrichtung der Welle. Dazu entwickelt man Δk nach (θ, ϕ) um den Punkt $(\pi/2, \phi_m)$. Mit (B.10) erhält man in erster Näherung:

$$\begin{aligned} \Delta k(\theta, \phi) = & \left(\theta - \frac{\pi}{2} \right) \cdot \frac{\pi c}{\lambda_{ZH}} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{v_{pF}^o} + \frac{1}{v_{pF}^e} - \frac{2}{v_{pZH}^e} \right) \\ & + (\phi - \phi_m) \cdot \frac{\pi c}{\lambda_{ZH}} \cdot \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{1}{v_{pF}^o} + \frac{1}{v_{pF}^e} - \frac{2}{v_{pZH}^e} \right). \quad (\text{B.12}) \end{aligned}$$

Die Ableitungen der Phasengeschwindigkeiten verschafft man sich aus (B.1), indem man v_p dort als implizite Funktion $G(\theta, \phi, v_p(\theta, \phi)) = 0$ auffaßt:

$$\frac{\partial v_p}{\partial \theta} = -\frac{\partial G / \partial \theta}{\partial G / \partial v_p}, \quad \frac{\partial v_p}{\partial \phi} = -\frac{\partial G / \partial \phi}{\partial G / \partial v_p}. \quad (\text{B.13})$$

Setzt man die Ergebnisse in (B.12) ein, führt dies zu:

$$\Delta k(\theta, \phi) = (\phi - \phi_m) \cdot \frac{\pi c}{\lambda_{ZH}} \left(\frac{-(v_{xF}^2 - v_{yF}^2) \sin \phi_m \cos \phi_m}{(v_{xF}^2 + (v_{yF}^2 - v_{xF}^2) \cos^2 \phi_m)^{3/2}} + \frac{2(v_{xZH}^2 - v_{yZH}^2) \sin \phi_m \cos \phi_m}{(v_{xZH}^2 + (v_{yZH}^2 - v_{xZH}^2) \cos^2 \phi_m)^{3/2}} \right). \quad (\text{B.14})$$

Man sieht, daß Δk in erster Näherung nur von ϕ abhängt, der Winkel θ kommt nicht vor und ist für die Phasen Anpassung deshalb unkritisch. Für den Akzeptanzwinkel $\Delta \phi_m$, der durch $\Delta k(\theta, \phi_m + \frac{\Delta \phi_m}{2}) L/2 = \pi$ definiert wird, gilt dann:

$$\Delta \phi_m = \frac{1}{L} \frac{4\lambda_{ZH}}{c} \cdot \left(\frac{-(v_{xF}^2 - v_{yF}^2) \sin \phi_m \cos \phi_m}{(v_{xF}^2 + (v_{yF}^2 - v_{xF}^2) \cos^2 \phi_m)^{3/2}} + \frac{2(v_{xZH}^2 - v_{yZH}^2) \sin \phi_m \cos \phi_m}{(v_{xZH}^2 + (v_{yZH}^2 - v_{xZH}^2) \cos^2 \phi_m)^{3/2}} \right)^{-1}. \quad (\text{B.15})$$

Die nichtlinearen optischen Eigenschaften des Kristalls werden durch den sogenannten d -Koeffizienten repräsentiert [13]. Der d -Koeffizient ist durch $d_{ijk} = \chi_{ijk}/2$ mit dem Suszeptibilitätstensor verknüpft. Aufgrund seiner Symmetrieeigenschaften werden die letzten beiden Indizes üblicherweise zusammengefaßt:

$$d_{il} = d_{ijk}, \quad \text{mit:} \quad \begin{array}{c|cccccc} jk & xx & yy & zz & yz = zy & xz = zx & xy = yx \\ \hline l & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 \end{array}.$$

Die nichtverschwindenden Komponenten bei KTP sind für $\lambda_F = 1064 \text{ nm}$ [12]:

$$d_{31}=2.54, \quad d_{32}=4.35, \quad d_{33}=16.9, \quad d_{24}=3.64, \quad d_{15}=1.91 \quad (\text{in pm/V}).$$

Für die Erzeugung der zweiten Harmonischen ist nur der effektive nichtlineare Koeffizient d_{eff} von Bedeutung:

$$d_{eff} = \sum_{ijk} d_{ijk} e_{iZH}^e e_{jF}^e e_{kF}^o, \quad (\text{B.16})$$

dabei geben die Einheitsvektoren e die Polarisationsrichtungen der jeweiligen Strahlen an. Bei KTP sind die Polarisationsrichtungen für die Wellenausbreitung in der xy -Ebene gegeben durch:

$$\mathbf{e}_{ZH}^e = \mathbf{e}_F^e = (-\sin \phi_m, \cos \phi_m, 0), \quad (\text{B.17})$$

$$\mathbf{e}_{ZH}^o = \mathbf{e}_F^o = (0, 0, 1). \quad (\text{B.18})$$

Für den effektiven nichtlinearen Koeffizienten erhält man damit:

$$d_{eff} = d_{15} \sin^2 \phi_m + d_{24} \cos^2 \phi_m. \quad (\text{B.19})$$

C Drehung der Polarisation mit $\lambda/2$ -Plättchen

$\lambda/2$ -Plättchen sind einachsige Kristalle mit einer zur vorderen und hinteren Oberfläche des Kristalls parallelen optischen Achse [16].

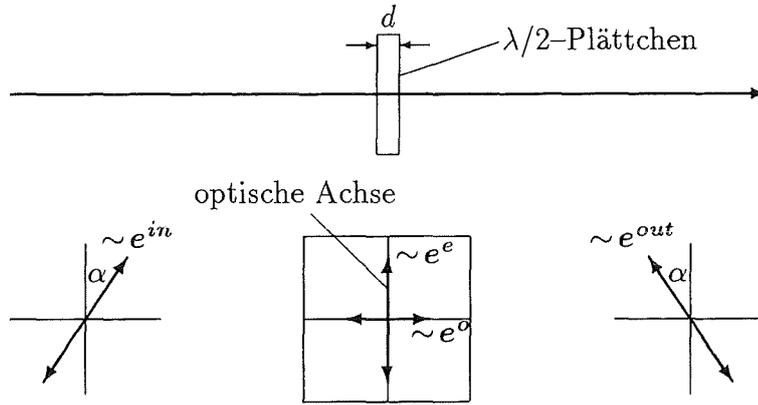


Abbildung C.1 Drehung der Polarisationsrichtung.

Ein linear polarisierter Strahl, der senkrecht zur Oberfläche des Kristalls einfällt, wird aufgespalten in eine ordentliche und eine außerordentliche Welle

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{in} &= A e^{i(\varphi - \omega t)} \mathbf{e}^{in} + c.c. \\ &= A e^{i(\varphi - \omega t)} (\cos(\alpha) \mathbf{e}^e + \sin(\alpha) \mathbf{e}^o) + c.c. \end{aligned} \quad (\text{C.1})$$

Die Polarisationsrichtungen \mathbf{e}^e , \mathbf{e}^o stehen dabei parallel bzw. senkrecht zur optischen Achse des Kristalls. Die Dicke d des Phasenplättchens wird so gewählt, daß zwischen den Strahlanteilen eine Phasendifferenz von

$$\varphi^e - \varphi^o = \frac{2\pi}{\lambda} (N^e - N^o) d = (2m + 1)\pi \quad (m \text{ eine ganze Zahl}) \quad (\text{C.2})$$

entsteht. Dabei sind N^e , N^o die zugehörigen Brechungsindizes. Hinter dem Phasenplättchen überlagern sich die Strahlanteile wieder zu einem linear polarisierten Strahl

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{out} &= A e^{i(\varphi + \varphi^e - \omega t)} \cos(\alpha) \mathbf{e}^e + A e^{i(\varphi + \varphi^o - \omega t)} \sin(\alpha) \mathbf{e}^o + c.c. \\ &= A e^{i(\varphi + \varphi^e - \omega t)} (\cos(\alpha) \mathbf{e}^e - \sin(\alpha) \mathbf{e}^o) + c.c. \\ &= A e^{i(\varphi + \varphi^e - \omega t)} \mathbf{e}^{out} + c.c. , \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

dessen Polarisationsrichtung nun aber um den Winkel 2α gedreht ist.

D Berechnung der Protonendichte im Fokus der B_Θ -Diode

Der Protonenstrahl werde durch eine Verteilungsfunktion $f(\mathbf{r}, v, \boldsymbol{\Omega}, t)$ dargestellt, welche die Anzahl der Protonen pro Volumen, Geschwindigkeits- und Raumwinkelement mit der Flugrichtung $\boldsymbol{\Omega}$ ($|\boldsymbol{\Omega}| = 1$) angibt. Im Idealfall werden die Protonen an der Anode in schmalen Strahlbündeln um die Normale der Anodenoberfläche emittiert. Die Verteilungsfunktion dieser Strahlbündel hängt annähernd gaußförmig vom Winkel θ zwischen der Flächennormale und der Emissionsrichtung $\boldsymbol{\Omega}$ ab, denn die transversalen Geschwindigkeitskomponenten der Protonen werden durch stochastische Prozesse aufgrund z.B. der Temperatur des Anodenplasmas verursacht. Für die Verteilungsfunktion an der Anode ergibt sich deshalb [4]:

$$f(\mathbf{r}, v, \boldsymbol{\Omega}, t) = \frac{j(\mathbf{r}, t)}{ev} \cdot \frac{1}{\pi\theta_0^2} \exp\left(-\frac{\sin^2\theta}{\sin^2\theta_0}\right) \cdot \delta(v - v_0(t)) . \quad (\text{D.1})$$

Dabei ist j die Protonenstromdichte, die an der Anodenoberfläche als homogen angenommen wird:

$$j(\mathbf{r}, t) = j(t) , \quad (\text{D.2})$$

und v_0 ist die Teilchengeschwindigkeit, die sich aus der Diodenspannung ergibt:

$$v_0(t) = \sqrt{\frac{2e}{m_i} V_D(t)} . \quad (\text{D.3})$$

Der Winkel θ_0 wird als Mikrodivergenz bezeichnet. Er bestimmt die Breite der Gaußverteilung. Bei der B_Θ -Diode beträgt die Mikrodivergenz $\theta_0 \approx 25$ mrad [6].

Die Protonen bewegen sich nach ihrer Beschleunigung näherungsweise gleichförmig und wechselwirkungsfrei. Entlang der Bahnkurven der Protonen verändert sich deshalb die Verteilungsfunktion nicht, so daß an einem Punkt (\mathbf{r}, t) gilt:

$$f(\mathbf{r}, v, \boldsymbol{\Omega}, t) = f(\mathbf{r}_0, v_0, \boldsymbol{\Omega}_0, t_0) , \quad \text{mit: } \begin{cases} v_0 = v, & \boldsymbol{\Omega}_0 = \boldsymbol{\Omega}, \\ \mathbf{r}_0 = \mathbf{r} - v\boldsymbol{\Omega} \cdot (t - t_0), \\ t_0 = t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|/v, \end{cases} \quad (\text{D.4})$$

wenn $f(\mathbf{r}_0, v_0, \boldsymbol{\Omega}_0, t_0)$ die Verteilungsfunktion (D.1) an der Anode ist.

Um die Protonendichte im Ionenstrahl zu berechnen, muß die Verteilungsfunktion über die Geschwindigkeit und den Raumwinkel integriert werden. Es wird nun zunächst der Fall einer Anode mit ebener Oberfläche behandelt (Abbildung D.1).

An einem Ort $\mathbf{r} = ze_z$ auf der Diodenachse erhält man zum Zeitpunkt t die Dichte

$$n_i(z, t) = \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \left\{ \frac{j(r_0, t_0)}{ev\pi\theta_0^2} \cdot \exp\left(-\frac{\sin^2\theta}{\sin^2\theta_0}\right) \cdot \delta(v - v_0(t_0)) \right\} dv \sin\beta d\phi d\beta. \quad (\text{D.5})$$

Dabei ist einzusetzen:

$$r_0 = \frac{z}{\cos\alpha} \cdot \frac{\tan\beta}{\tan\alpha + \tan\beta}, \quad (\text{D.6})$$

$$t_0 = t - \frac{z}{v \cos\beta} \cdot \frac{\tan\alpha}{\tan\alpha + \tan\beta}, \quad (\text{D.7})$$

$$j(r_0, t_0) = \begin{cases} j(t_0), & r_0^{\min} < r_0 < r_0^{\max}, \\ 0, & \text{sonst,} \end{cases} \quad (\text{D.8})$$

$$\theta = 90^\circ - \alpha - \beta. \quad (\text{D.9})$$

Die Liniendichte $\bar{n}_e l$, die mit dem Interferometer gemessen wird, wenn der Meßstrahl entlang der Diodenachse durch den Strahlfokus läuft, erhält man durch Integration der Dichte n_i über die Wegstrecke z :

$$\bar{n}_e l = \int_0^{\infty} n_i(z, t) dz. \quad (\text{D.10})$$

Dies gilt, solange der Protonenstrahl vollständig ladungsneutralisiert ist.

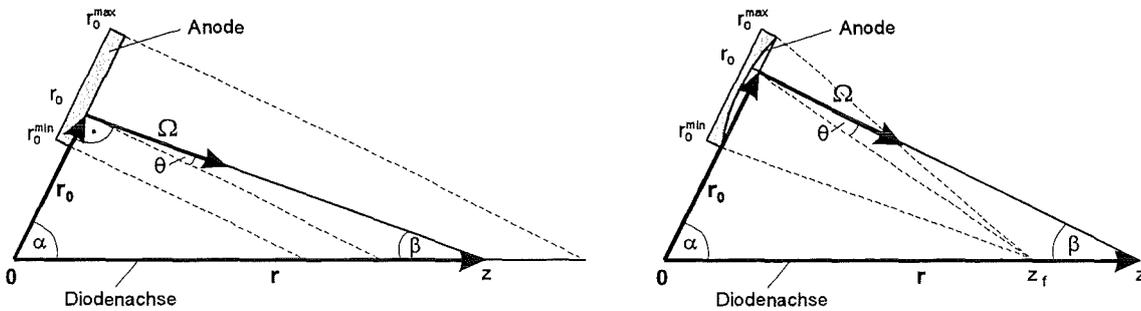


Abbildung D.1 Geometrie bei ebener bzw. gekrümmter Anodenoberfläche. Parameter der B_θ -Diode: $\alpha = 64^\circ$, $z_f = 16$ cm, $r_0^{\min} = 5.5$ cm, $r_0^{\max} = 11$ cm.

Im Falle einer gekrümmten Anodenoberfläche werden die von der Anode ausgehenden Strahlbündel alle auf einen Fokuspunkt z_f auf der Diodenachse gerichtet.

Da der Krümmungsradius bei der B_θ -Diode vergleichsweise groß ist, unterscheidet sich die gekrümmte Anodenoberfläche nur wenig von der ebenen. Man macht deshalb nur einen kleinen Fehler, wenn man für die Berechnung der Dichte auf der Diodenachse die Gleichungen (D.5)...(D.8) für die ebene Oberfläche benutzt. Lediglich der Ausdruck (D.9) für den Winkel θ muß geändert werden, da die Achsen der jeweiligen Strahlbündel auf den Fokuspunkt gerichtet sind und deshalb nicht mehr mit der Normalen der gedachten ebenen Anodenoberfläche übereinstimmen (Abbildung D.1). Es gilt:

$$\theta = \arctan \left(\frac{r_0 \sin \alpha}{z_f - r_0 \cos \alpha} \right) - \beta. \quad (\text{D.11})$$

Abschließend wird noch ein Ausdruck für die Strahlleistungsdichte angegeben, die im Fokus z_f durch eine senkrecht zur Diodenachse stehende Fläche strömt. Die Strahlleistungsdichte berechnet sich gemäß

$$dP/dA = \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left\{ eV_D(t_0) \cdot f(r_0, v, \boldsymbol{\Omega}, t_0) \cdot v \cos \beta \right\} dv \sin \beta d\phi d\beta. \quad (\text{D.12})$$

Da für Strahlen, die durch den Fokus z_f gehen, der Winkel θ verschwindet, kann die Exponentialfunktion in (D.1) gleich 1 gesetzt werden, so daß sich

$$dP/dA = \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left\{ V_D(t_0) \cdot \frac{j(r_0, t_0)}{\pi \theta_0^2} \cdot \delta(v - v_0(t_0)) \cdot \cos \beta \right\} dv \sin \beta d\phi d\beta \quad (\text{D.13})$$

ergibt, wobei r_0 , t_0 und $j(r_0, t_0)$ durch die Gleichungen (D.6)...(D.8) mit $z = z_f$ zu ersetzen sind.

Literatur

- [1] H. Bluhm ed., Physics of Intense Light Ion Beams, Production of High Energy Density in Matter, and Pulsed Power Applications, Annual Report 1995, chap. 3, Wissenschaftliche Berichte (Forschungszentrum Karlsruhe), FZKA 5840 (1996).
- [2] S.-J. Yoo, Spektroskopische Messungen im Anodenplasma einer fremdmagnetisch isolierten Hochleistungs-Ionendiode, Wissenschaftliche Berichte (Forschungszentrum Karlsruhe), FZKA 5976 (1997).
- [3] siehe [1], chap. 4.
- [4] H. Bluhm, Die Erzeugung gepulster Megaampere-Ionenströme für die Materie- und Trägheitsfusionsforschung, Wissenschaftliche Berichte (Forschungszentrum Karlsruhe), FZKA 5528 (1995).
- [5] I. Langmuir, The Effect of Space Charge and Initial Velocities on the Potential Distribution and Thermionic Current Between Parallel Plane Electrodes, Phys. Rev. 21, 419 (1923).
- [6] W. Schimassek, Erzeugung und Fokussierung eines intensiven gepulsten Protonen-Strahles mit einer selbsmagnetisch isolierten B_{\ominus} -isolierten Ionendiode, Wissenschaftlicher Bericht (Kernforschungszentrum Karlsruhe), KfK 4554 (1989).
- [7] V. P. Drachev, Yu. I. Krasnikov, P. A. Bagryansky, Dispersion interferometer for controlled fusion devices, Rev. Sci. Instrum. 64 (4), 1010 (1993).
- [8] F. F. Chen, Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion, Plenum Press, New York (1984).
- [9] R. C. Weast ed., CRC Handbook of Chemistry and Physics, 69th edition, CRC Press, Boca Raton (1988-89), pp. E-68.
- [10] Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktion aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik, Vol. 1, Springer-Verlag, Berlin (1950), S. 399ff.
- [11] F. A. Hopf, A. Tomita, G. Jumaily, Opt. Lett. 5, 386 (1980).
- [12] Datenblatt des Herstellers, CASTECH-PHOENIX, Inc. (CASIX), P.R. China.

- [13] R. L. Sutherland, Handbook of Nonlinear Optics, Marcel Dekker Inc., New York (1996).
- [14] G. D. Boyd, A. Ashkin, J. M. Dziedzic, D. A. Kleinman, Second-Harmonic Generation of Light with Double Refraction, Phys. Rev. 137 (4a), 1305 (1965).
- [15] G. D. Boyd, D. A. Kleinman, Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams, J. Appl. Phys. 39 (8), 3597 (1968).
- [16] M. Born, E. Wolf, Principles of Optics, Pergamon Press, Oxford (1980).
- [17] S. Lion, Gepulste Kohlenstoffplasmaquellen für Plasmaöffnungsschalter, Dissertation, Braunschweig (1990).
- [18] A. Küchler, Erfassung transientser elektromagnetischer Feldverteilungen mit konzentrierten und räumlich ausgedehnten Sensoren, VDI-Fortschritt-Berichte 21/7 (1986).
- [19] K. W. Zieher, Necessary condition for current neutralization of an ion beam propagation into vacuum from a self-magnetically B_{\ominus} -insulated ion diode, Nucl. Instr. Meth. 228, 169–173 (1984).
- [20] J. W. Poukey, S. Humphries, Fast neutralization of ion beams in the presence of transverse magnetic fields, Appl. Phys. Lett. 33(2), 122 (1978).
- [21] P. Hoppé, H. Bachmann, W. Bauer, H. Bluhm, L. Buth, H. Massier, D. Rusch, O. Stoltz, W. Vãth, Characteristics of the Ion Beam Produced by the B_{\ominus} -Diode, in H. Bluhm ed., Physics of Intense Light Ion Beams and Production of High Energy Density in Matter, Annual Report 1994, pp. 51, Wissenschaftliche Berichte (Forschungszentrum Karlsruhe), FZKA 5590 (1995).
- [22] R. C. Davidson, Physics of Nonneutral Plasmas, Addison-Wesley Publishing Company, Redwood City (1990).
- [23] M. P. Desjarlais, Theory of applied-B ion diodes, Phys. Fluids B 1 (8), 1709 (1989).
- [24] P. M. Miller, Impedance Scaling of Applied-B Ion Diodes, J. Appl. Phys. 57, 1473 (1985).
- [25] Th. M. Antonsen, E. Ott, Theory of intense ion beam acceleration, Phys. Fluids, Vol. 19, 52 (1976).

- [26] K. D. Bergeron, Two-species flow in relativistic diodes near the critical field for magnetic insulation, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 28, 306 (1976).
- [27] K. D. Bergeron, One- and two-species equilibria for magnetic insulation in coaxial geometry, *Phys. Fluids*, Vol. 20, 688 (1977).
- [28] D. C. Montgomery, D. A. Tidman, *Plasma Kinetic Theory*, McGraw-Hill, New York (1964).
- [29] R. Häffner, Finite Elemente Rechnung von Magnetfeldstrukturen in technischen Anwendungen, Diplomarbeit, Fachhochschule Karlsruhe (1995).
- [30] C. L. Olson, Ion beam divergence due to plasma heating in the Ampfion diode, *Laser and Part. Beams*, 2, 255 (1984).