

F-Praktikum  
Versuch E.3:  
Plasmainterferometrie

Oliver Sandig & Maurizio Roczen  
Mat.-Nr (O. Sandig): 185280  
Mat.-Nr (M. Roczen): 191569  
Versuchsgruppe 2005.03  
Versuchsleiter: Tilmann Lunt

20. Juni 2005

**Zusammenfassung**

Bei diesem Versuch ging es um die Untersuchung von charakteristischen Eigenschaften, wie der Dichte oder der Frequenz, durch die ein Plasma definiert wird. Da der Brechungsindex des Plasmas von seiner Dichte abhängt, konnte man mit einem interferometrischen Verfahren auf diese Größen schließen. Dazu wurde ein Laserstrahl durch das Plasma geschickt, welches sich in einem *Fabry-Perot* Interferometer befand. Die Interferenzmuster wurden auf einem Oszillographen angezeigt und mit einem X-Y Schreiber ausgedruckt.

## Inhaltsverzeichnis

<b>1 Grundlagen</b>	<b>3</b>
1.1 Aufgabenstellungen . . . . .	3
1.2 Bezeichnungen der Größen . . . . .	4
1.3 Einleitung . . . . .	4
1.4 Versuchsaufbau und -durchführung . . . . .	6
1.5 Formeln . . . . .	8
1.5.1 Brechungsindex, Plasmadichte, Plasmafrequenz . . . . .	8
1.5.2 Stromstärke . . . . .	12
1.5.3 Ionisationsgrad . . . . .	13
<b>2 Auswertung</b>	<b>14</b>
2.1 Fehlerannahmen . . . . .	14
2.2 Aufgabe 0 -Voruntersuchung . . . . .	14
2.3 Aufgabe 1 -Elektronendichte des Plasma . . . . .	14
2.4 Aufgabe 2 -Plasmafrequenz, Brechungsindex und Stromstärke	15
2.5 Aufgabe 3 -Graphische Darstellungen . . . . .	16
2.6 Aufgabe 4 -Ionisationsgrad . . . . .	18
2.7 Aufgabe 5 -zeitlich Entwicklung der Elektronendichte . . . . .	20
2.8 Aufgabe 6 -Diskussion . . . . .	22
2.9 Aufgabe 7 -Plasmaleuchten . . . . .	23
<b>3 Fehlerbetrachtung</b>	<b>24</b>

# 1 Grundlagen

## 1.1 Aufgabenstellungen

1. Bestimmen Sie aus der Anzahl der Intensitätsmaxima bzw. -minima die Elektronendichte des Plasma.
2. Bestimmen Sie die Plasmafrequenz, die Stromstärke und den Brechungsindex.
3. Tragen Sie die graphisch die Abhängigkeit der Plasmadichte, der Plasmafrequenz und des Brechungsindex von der Stromstärke auf.
4. Bestimmen Sie den Ionisationsgrad der Gasentladung für maximalen und halben Entladestrom.
5. Ermitteln Sie die zeitliche Entwicklung der Elektronendichte und tragen Sie diesen Zusammenhang graphisch auf.
6. Führen Sie eine Diskussion über die Genauigkeit der Messungen und mögliche technische Verbesserungen sowie Vor- und Nachteile des Einsatzes eines solchen Interferometers an einem großen Plasma. Stellen Sie dar, welche Änderungen des Aufbaus nötig wären, um die Messungen mit der roten Linie des Lasers allein interferometrisch mit ähnlicher Genauigkeit durchzuführen.
7. Beschreiben sie die Entwicklung des Plasmaleuchtens.

## 1.2 Bezeichnungen der Größen

Für die in den Formeln auftretenden Größen wurden folgende Bezeichnungen gewählt:

$R_x$	In Reihe geschaltete variable Widerstände
$N_{vac}$	Brechzahl im Vakuum: 1
$N$	Brechzahl im Plasma
$N_w$	Windungszahl der Rogowskispule: 90
$N_f$	Anzahl der Interferenzstreifen
$l$	Länge des Plasmarohrs: 32.5 cm
$r_i$	Innendurchmesser der R.spule: 16mm
$r_a$	Außendurchmesser der R.spule: 30mm
$d$	Länge der R.spule: 15mm
$d_F$	Abstand der Funkentstrecke
$\omega_p$	Plasmafrequenz
$\omega; \lambda$	Frequenz; Wellenlänge der einfallenden Laserstrahls
$n_e$	Elektronendichte
$c$	Lichtgeschwindigkeit: $3 \cdot 10^8$ m/s
$e$	Elementarladung: $1.602 \cdot 10^{-19}$ C
$k_b$	Boltzmannkonstante: $1.38 \cdot 10^{-23}$ J/K
$m_e$	Elektronenmasse: $9.11 \cdot 10^{-31}$ kg

## 1.3 Einleitung

Plasmen kommen fast überall vor. Sie treten z.B. in der äußeren Sonnenschicht, in interstellarem Gas, in der Magnetosphäre der Erde, oder auch in Gewitterwolken auf. In der technischen Anwendung hat Plasma gegenwärtig eine sehr wichtige Rolle eingenommen. So spielen Plasmen eine besondere Rolle beim Ätzen von Halbleiterchips, Fusionsforschungsanlagen oder beim Bau von Röntgenlasern. Sogar im häuslichen Gebrauch, findet sich Plasma in den Neonlampen wieder.

Doch um uns überhaupt mit dem Plasma auseinander setzen zu können, sollten wir zunächst einmal den Begriff Plasma definieren. Ein 'Plasma' ist vorerst einmal nur ein ionisiertes Gas, welches aber quasineutral ist. Das bedeutet, dass im makroskopischen Maßstab die Anzahl der Elektronen gleich der Ionen entspricht, summiert über ihre vorhandenen Ionisationsstufen.

Erhitzt man zunächst einen Festkörper auf, so wird er bei einer gewissen Temperatur anfangen zu schmelzen. Wird er dann noch weiter erhitzt, wird die Flüssigkeit anfangen zu verdampfen. Bei weiterer Temperaturerhöhung wird die Energie so groß, dass sie ausreicht, um die Atome zu ionisieren. In diesem Zustand sprechen wir dann von einem Plasma (4. Aggregatzustand). Die Schwierigkeit dabei ist, das Plasma festzuhalten. Da es keine Materialien gibt, die den Kontakt mit einem heißen Plasma aushalten würden, muss man sich damit behelfen, das Plasma mit starken Magnetfeldern festzuhalten.

ten oder das Plasma nur für kurze Zeit zu erzeugen.

Normalerweise wird aber in Laboren das Plasma auf eine andere Weise erzeugt. Dafür wird ein Strom durch das Gas geleitet. Man nimmt an, dass in dem Gas von Beginn an einzelne freie Elektronen vorhanden sind. Diese werden dann durch eine äußere Spannung beschleunigt und stoßen auf Atome, wobei sie dann wieder Elektronen frei schlagen. Dieser Prozess der Elektron-Atom-Stöße (Stossionisation) kann so lange fortgesetzt werden, bis der gewünschte Ionisationsgrad erreicht ist.

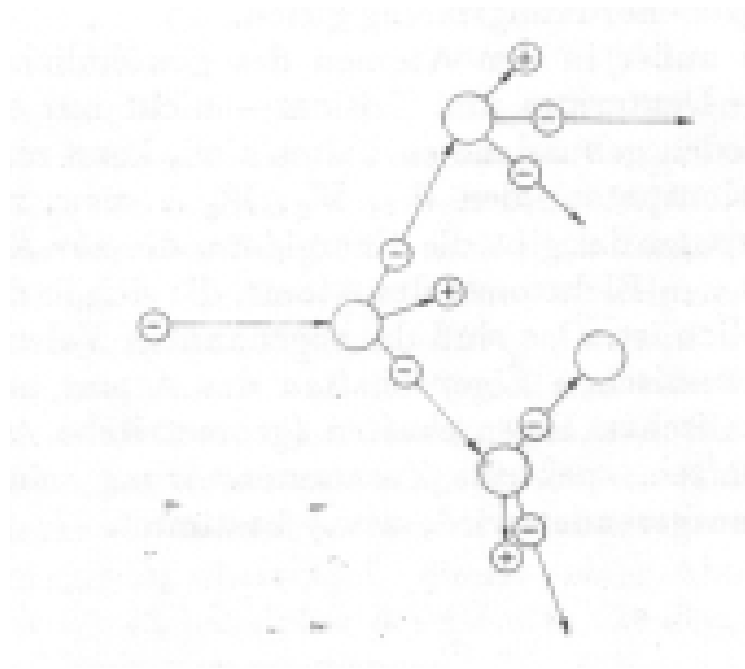


Abbildung 1: Stossionisation

Zur Charakterisierung eines Plasmas dienen Dichteschwankungen sowie Temperaturschwankungen desselben. Bei unserem Versuch haben wir uns besonders für die Dichteschwankung im Plasma interessiert.

## 1.4 Versuchsaufbau und -durchführung

Es folgt eine Abbildung des Versuchs mit der Bezeichnung der wichtigsten Geräte.

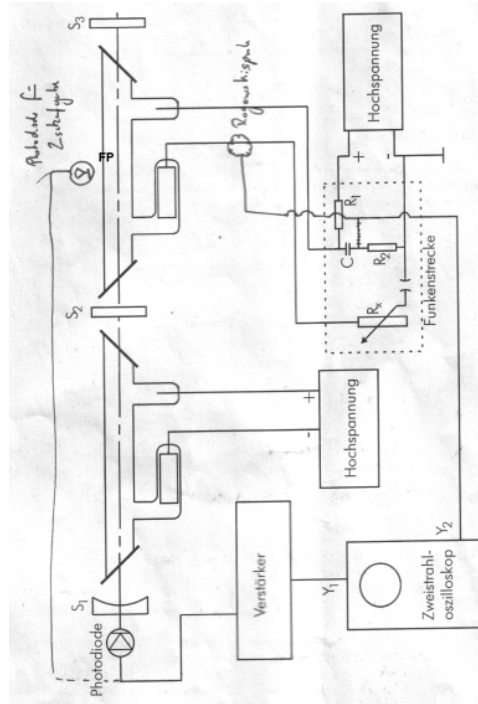


Abbildung 2: Versuchsaufbau

- S1) konkaver Spiegel mit dem Krümmungsradius von 3mm;  $R(632,8\text{nm})=0,995$ ,  $R(3,39 \mu\text{m})=0,35$
- S2) planparalleler Spiegel;  $R(632,8\text{nm})=0,999$ ,  $R(3,39 \mu\text{m})=0,35$
- S3) planparalleler Spiegel; Reflexion breitbandig mit 90 %
- $R_x$ ) variierbare Widerstände zur Veränderung des Entladestroms
- FP) Das Fabry-Perot-Interferometer bestehend aus den Spiegeln S2 und S3 und einer Gasentladungsröhre gefüllt mit He

Der He-Ne-Laser besteht aus der Gasentladungsröhre und den Resonatorspiegeln S1 und S2. In den Lichtweg dessen eingebracht ist die Gasentladungsröhre, in der das zu untersuchende Plasma durch hohe Spannungspulse erzeugt wird. Über einen Lastwiderstand wird ein Kondensator aufgeladen und nach Erreichen der Zündspannung einer Funkenstrecke über das Plasmarohr entladen und es kommt zu einer Stossionisation im Helium.

Der Helium-Neon Laserstrahl durchquert dabei das Plasma zweimal, wobei er durch das entstehende Plasma eine Veränderung seiner optischen Weglänge erfährt, da wie oben bereits besprochen die Brechungszahl des Plasmas von dessen Dichte abhängt. Es kommt zu Interferenzerscheinungen, die je nachdem wie die Phasenverschiebung erfolgt, sich in der Häufigkeit der Maximas widerspiegelt. Die Intensität wird dann mit einem Photomultiplier und einem Speicheroszilloskop aufgezeichnet. War das zu sehende Bild zufriedenstellend, konnte mit dem Ausdruck mit Hilfe des X-Y Schreibers begonnen werden. Insgesamt wurden 6 verschiedene Einstellungen durchgeführt, welche um eine vernünftige Fehlerdiskussion zu ermöglichen, jeweils 6 mal nachgemessen worden sind. Der Strom für die Gasentladungsröhre ist durch die variable Funkenstrecke und der parallel geschalteten Widerstände veränderbar. Jeder Widerstand hatte einen Wert von  $200 \Omega$ , maximal waren 9 Widerstandsstäbe einsetzbar. Zur Bestimmung der Funkenstrecke wurde zwischen den Kondensatoren ein Stift mit 2 verschiedenen Dicken (einmal 4 mm und 5 mm) eingeschoben und der Abstand der Kondensatoren soweit geändert, dass sie den Stift berührten. Die Dicke wurde mit einem Zollstock ausgemessen.

Folgende Einstellungen wurden an den Widerständen  $R_x$  bzw. an der Funkenstrecke  $d_F$  eingenommen.

Einstellung	$R_x$ in $\Omega$	$d_F$ in mm
1	1800	4
2	1800	5
3	1200	4
4	1200	5
5	600	4
6	600	5

Tabelle 1: Konfigurationen

Der Strom der Gasentladungsröhre wird mit Hilfe einer Rogowskispule gemessen. Die Verwendung eines He-Ne-Lasers für die Messung der interferometrischen Effekte bietet folgenden Vorteil: Da die infrarote ( $3,39 \mu m$ -unsichtbar) sowie die rote Mode ( $0,6328 \mu m$  sichtbar) vom selben Neonniveau ausgehen, verhalten sich ihre Intensitäten komplementär, d.h. man kann aus der (experimentell einfacheren) Beobachtung der roten Linie direkt Rückschlüsse auf das Verhalten der für die Messung günstigeren infraroten Linie ziehen. Im Laufe der Zeit wird das Plasma durch Rekombination der freien Elektronen und Ionen wieder in den Ausgangszustand zurückgesetzt.

## 1.5 Formeln

Zur besseren Übersicht werden hier nochmal alle wichtigen Formeln zusammengefasst angegeben, auf die im weiteren Verlauf zurückgegriffen wird. Die meisten der Formeln stammen aus dem Versuchskript.

### 1.5.1 Brechungsindex, Plasmadichte, Plasmafrequenz

Für die Phasenverschiebung  $\varphi$  in einem Fabry-Perot Interferometer zu einer festen Zeit  $t$  gilt:

$$\varphi(t) = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^l (N_{vac} - N(z, t)) dz \quad (1)$$

Der Faktor 2 kommt dadurch zustande, dass der Laserstrahl 2 mal durch das Interferometer geht. Wir können in guter Näherung für den Referenzstrahl in der Luft auch die Brechzahl 1 annehmen. Für die Anzahl der Interferenzstreifen, also unserer eigentlichen Messung gilt die Beziehung:

$$N_f = \frac{\Delta\varphi}{2\pi} \quad (2)$$

Wobei  $\Delta\varphi$  die Differenz der Phase zur Zeit  $t_1$  bei der die Elektronendichte, und somit die Brechzahl maximal ist ( $N(z, t_1) = N_{max}$ ) und zur Zeit  $t_2$ , einem viel späteren Zeitpunkt, in der das Plasma sich schon vollständig zurückentwickelt hat, also die Brechzahl mit der der Luft übereinstimmt ( $N(z, t_2) = 1$ ).

$$\Delta\varphi = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^l [(1 - N_{max}) - (1 - 1)]$$

Wir erhalten, wenn wir diese Beziehung in Gl.(1) einsetzen und von einer auf dem Integrationsweg konstanten Brechzahl ausgehen, den Ausdruck:

$$N_f = \frac{2}{\lambda} l (1 - N_{max}) \quad (3)$$

Wir wollen nun ausgehend von den Maxwellgleichungen versuchen, uns einen Ausdruck für die Plasmafrequenz herzuleiten und dann über die Dispersionsrelation den Brechungsindex zu finden, womit wir in Gl.(3)  $N_{max}$  weiter auswerten können und somit auch einen Ausdruck für die Plasmadichte zu bekommen.

$$\epsilon_0 \nabla \vec{E} = \rho, \quad \nabla \vec{B} = 0$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Dazu gehören noch die folgenden Materialgleichungen für ein Plasma:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} \quad \text{und} \quad \vec{B} = \mu_0 \vec{H}$$

Zunächst untersuchen wir diese Gleichungen ohne ein externes Magnetfeld. Da wir daran interessiert sind, wie sich eine elektromagnetische Welle in einem Plasma ausbreitet, müssen wir die Wellengleichung untersuchen. Dazu bilden wir die Rotation von  $\nabla \times \vec{E}$ . Wir erhalten:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = 0 \quad (4)$$

In dieser Gleichung taucht die Stromdichte  $\vec{j}$  auf. Um die Gleichung weiter auswerten zu können müssen wir daran denken, dass die Stromdichte definiert ist, als  $\vec{j} = \sum q_i n_i \vec{v}_i$ . Der Strom in einem Plasma wird in der Regel nicht nur aus Elektronen gebildet, sondern auch aus einfach oder mehrfach geladenen Ionen. Wir beschränken uns hier jedoch auf einfach geladenen Ionen.

Wichtig für die weitere Auswertung von Gl.(4) ist jetzt nur noch die Geschwindigkeit der geladenen Teilchen. Um die Geschwindigkeit zu bestimmen, sehen wir das Plasma als eine Flüssigkeit an. Als Vereinfachung nehmen wir von im Vorfeld nur einfach ionisierte Teilchen an. Dann können wir mit den Methoden der Magnetohydrodynamik die Teilchengeschwindigkeit bestimmen. Dazu definieren wir die Massendichte  $\rho$

$$\rho = n_i M + n_e m \approx n_e (M + m) \approx n_e M, \quad (5)$$

Wobei das  $i$  für die Ladungsdichte und  $M$  die Masse der Ionen, sowie  $e$  für die Ladungsdichte und  $m$  die Masse der Elektronen steht,

die Gesamtladungsdichte

$$\sigma = (n_i + n_e)e, \quad (6)$$

den Massenfluss

$$\vec{u} = \frac{n_i M \vec{u}_i + n_e m \vec{u}_e}{\rho} \approx \frac{M \vec{u}_i + m \vec{u}_e}{M + m} \approx \vec{u}_i + \frac{m}{M} \vec{u}_e, \quad (7)$$

und dann noch die Stromdichte

$$\vec{j} = e(n_i \vec{u}_i - n_e \vec{u}_e) \approx ne(\vec{u}_i - \vec{u}_e) \quad (8)$$

Aus diesen Gleichungen lässt sich jetzt eine Kontinuitätsgleichung für die Teilchenzahl und eine Impulsbilanzgleichung aufstellen:

$$\frac{\partial n_{i,e}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{i,e} \vec{u}_{i,e}) = 0 \quad (9)$$

und

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = \rho \left( \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \right) = \sigma \vec{E} + \vec{j} \times \vec{B} - \nabla p \quad (10)$$

Für das Plasma in unserem Versuch können wir noch einige Vereinfachungen an Gl.(10) vornehmen. Als erste Vereinfachung nehmen wir ein kaltes Plasma an ( $T = 0\text{K}$ ), so verschwindet der Druckgradient. Als Zweites ist zu beachten, dass wir kein äußeres B-Feld haben und so das B-Feld in der Gleichung ausschließlich von den Ladungen innerhalb des Plasmas herrührt. Da wir ein kaltes Plasma haben, können wir annehmen, dass das B-Feld im Vergleich zum E-Feld sehr gering ist und es somit ebenfalls vernachlässigen. Schließlich werden die Gl.(9) und (10) linearisiert und die der Einfluss der Welle als Störung betrachtet. Daraus ergibt sich dann für die zeitliche Änderung der Stromdichte

$$\frac{\partial \vec{j}}{\partial t} \cong \frac{e^2 n_e}{m_e} \vec{E} \quad (11)$$

Dabei wurden die Ionen vernachlässigt, da sie wesentlich schwerer sind als die Elektronen.

Jetzt können wir Gl.(4) auswerten, wenn wir noch die Annahme treffen, dass sich das elektrische Feld als ebene Welle,  $\vec{E} = \vec{E}(\vec{k}) e^{i(\vec{k}\vec{x} - \omega t)}$ , darstellen lässt. Aus Gl.(4) wird dann

$$-\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} + \frac{e^2 n_e \mu_0}{m_e} \vec{E} = 0 \quad (12)$$

Schaut man sich die zwei Spezialfälle an, in denen einmal die Welle parallel zum E-Feld ist und einmal senkrecht dazu, dann ergibt sich im ersten Fall,

dass das Kreuzprodukt verschwindet. Wir erhalten dann für  $\omega$ :

$$\omega^2 = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \equiv \omega_p^2 \quad (13)$$

Mit  $\omega_p$  als der Plasmafrequenz, welche die Frequenz beschreibt, mit der die Elektronen um eine Ladungsinhomogenität schwingen. Für sie gilt die Beziehung:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n}{\epsilon_0 m_e}} \quad (14)$$

In diesem Fall spricht man von longitudinalen Plasmawellen.

In dem anderen Fall, wo das E-Feld senkrecht zur Welle ist, wird das Kreuzprodukt zu  $\vec{E}k^2$ . Damit ergibt sich für  $\omega$ :

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2 \quad (15)$$

Hier spricht man von transversalen Wellen und für die Phasengeschwindigkeit gilt:

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{\omega_p^2}{k^2} + c^2} \quad (16)$$

Da wir in unserem Versuch an der Bestimmung der Elektronendichte durch interferometrische Verfahren interessiert sind, ist es sinnvoll sich noch den Brechungsindex zu überlegen. er ist definiert durch das Verhältnis der Phasengeschwindigkeit im Vakuum zur Phasengeschwindigkeit im Plasma:

$$N = \frac{c}{v_{ph}} = \sqrt{\frac{k^2 c^2}{\omega_p^2 + k^2 c^2}} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad (17)$$

Man erkennt sofort an dieser Gleichung, dass es ein sogenannte kritisches  $\omega_c$  gibt. Denn wenn  $\omega$  kleiner als  $\omega_p$  ist, dann wird der Brechungsindex imaginär und die Welle kann sich nicht im Plasma ausbreiten. Sie wird vollständig reflektiert. Ein Plasma stellt also einen idealen Reflektor, für Frequenzen unterhalb der Plasmafrequenz, dar. Unter der Voraussetzung dass  $\omega \gg \omega_p$  können wir die Wurzel bei Gl.(17) in eine Reihe entwickeln. Setzen wir zusätzlich noch für  $\omega_p$  die Beziehung in Gl.(14) ein, so erhalten wir:

$$N = 1 - \frac{e^2 n \lambda^2}{2 \epsilon_0 m_e 4 \pi^2 c^2} \quad (18)$$

Dies setzen wir jetzt in Gl.(3) ein. Wir erhalten das für die erste Aufgabe wichtige Ergebnis:

$$N_f = \frac{e^2 n \lambda l}{\varepsilon_0 m_e 4 \pi^2 c^2} \Leftrightarrow n = \frac{\varepsilon_0 m_e 4 \pi^2 c^2}{e^2 \lambda l} N_f \quad (19)$$

### 1.5.2 Stromstärke

Ausgehend von der Maxwellgleichung integraler Form:

$$\int_F \nabla \times \vec{B} \cdot d\vec{f} = \oint_{\partial F} \vec{B} \cdot d\vec{r} = \mu_0 I \quad (20)$$

(wobei hier der stokesche Satz ausgenutzt wurde) und unter der Voraussetzung, dass das Magnetfeld nur von der radialen Entfernung zum Leiter, den die Rogowskispule umschließt, abhängt können wir  $B$  vor das Integral ziehen, und wir erhalten nach einigen Umformungen:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2 \pi r} \quad (21)$$

Der Fluss  $\Phi$  durch eine Windung der Spule beträgt:

$$\Phi = \int_{\partial A} B dA = \frac{d \mu_0 I}{2 \pi} \int_{r_i}^{r_a} \frac{dr}{r} = \frac{d \mu_0 I}{2 \pi} \ln \left[ \frac{r_a}{r_i} \right] \quad (22)$$

Und die induzierte Spannung für  $N_w$  Windungen entspricht bekanntermaßen der negativen (lensche Regel) zeitlichen Änderung des magnetischen Flußes multipliziert mit der Windungsanzahl.

$$U_{ind} = -N_w \frac{d \mu_0 \dot{I}}{2 \pi} \ln \left[ \frac{r_a}{r_i} \right] \quad (23)$$

Um ein zum Strom proportionales Signal zu erhalten wird das Signal über ein RC-Glied integriert. Die am Kondensator gemessene Spannung beträgt dann:

$$U_K = \frac{1}{C} \int I_{ind} dt = -N_w \frac{1}{RC} \int \frac{d \mu_0 \dot{I}}{2 \pi} dt \ln \left[ \frac{r_a}{r_i} \right] = -N_w \frac{1}{RC} \frac{d \mu_0 I}{2 \pi} \ln \left[ \frac{r_a}{r_i} \right] \quad (24)$$

Umgestellt nach  $I$  liefert uns Gl.(24) den Ausdruck für den gemessenen Strom. Diesen werden uns in der 2. Aufgabe zunutze machen.

$$I = \frac{2 \pi U_K RC}{N_w d \mu_0 \ln \left[ \frac{r_i}{r_a} \right]} \quad (25)$$

### 1.5.3 Ionisationsgrad

Um die Gesamtzahl der Atome pro Volumen zu ermitteln, wird die ideale Gasgleichung umgeschrieben:

$$P \cdot V = N_{ges} k_B T \Leftrightarrow \frac{N_{ges}}{V} = \frac{P}{k_B T} \quad (26)$$

Der Ionisationsgrad beschreibt das Verhältnis der Anzahl der ionisierten Atome  $N_{ion}$  und der Gesamtatome  $N_{ges}$ :

$$\frac{N_{ion}}{N_{ges}} = \frac{n k_B T}{P} \quad (27)$$

## 2 Auswertung

### 2.1 Fehlerannahmen

Der wohl größte Fehler im Versuch ist bei der Abzählung der Maxima in den Bildern wiederzufinden. Speziell am Anfang jeder Graphik ist es schwer festzustellen wieviele Maximas im betreffenden Bereich existieren.. Der Fehler hierfür wurde auf  $\pm 2$  der geschätzten Zahl vermutet. Die Fehler für die Messung der Zeit und der Spannung wurde auf  $3\% \pm 1$  Digit geschätzt<sup>1</sup>.

### 2.2 Aufgabe 0 -Voruntersuchung

Zuerst wurde untersucht, ob die rote, oder die infrarote Linie maßgebend für den interferometrischen Effekt ist. Hierzu wurde nacheinander Bor-Kronglas (blockiert infrarotes Licht, aber nicht rotes Licht) und eine Germaniumscheibe (blockiert rotes Licht, aber nicht infrarotes Licht) in den Strahlengang gehalten und die Veränderung des Interferenzbildes auf dem Oszillographen beobachtet. Es stellte sich heraus, dass das Muster bei Unterbrechung des infraroten Laserstrahls durch das Bor-Kronglas verschwand, bei Einsetzen der Germaniumscheibes aber keine merkliche Veränderung eintrat. Somit ist der Beweis erbracht, dass nur der langwellige Laserstrahl für die Interferenzerscheinungen wichtig ist.

### 2.3 Aufgabe 1 -Elektronendichte des Plasma

Für das Plasmarohr wurde eine Länge von  $(32.5 \pm 0.5)$  cm gemessen. Der Fehler ist hier vergleichsweise zu dem üblichen Fehler der Längenmessung (halbe Skaleneinheit) so groß, da das Rohr ein genaues Anlegen des Zollstocks verhinderte. Mit der Wellenlänge  $\lambda = 3.39 \mu\text{m}$  können wir Gl.(19) in der gewünschten Form  $n = \text{const} \cdot N_f$  umschreiben. Wir erhalten:

$$n_e = (1.01 \pm 0.02) \cdot 10^{21} \text{m}^{-3} \cdot \overline{N_f}$$

wobei  $\overline{N_f}$  die gemittelte Anzahl der gemessenen Maxima darstellt. Jetzt können wir die Elektronendichte aus den abgezählten Maxima des Plasma bei den verschiedenen Einstellungen (Tabelle(1)) bestimmen:

---

<sup>1</sup>Hier wusste er nicht was mit  $3\% \pm 1$  Digit gemeint ist. Diese Art der Fehlerabschätzung war ihm unbekannt. Entweder nur  $3\%$  oder nur  $\pm 1$ Digit, aber nicht beides zusammen. Obwohl ich mir ziemlich sicher bin, dass man Digitalfehler immer so abschätzt. Da keiner den anderen überzeugen konnte, hat er den Punkt beiseite geschoben. Falls ihr auch so eine Abschätzung wählt, nimmt ein Beweismittel für die Richtigkeit mit (Skript für's Grundprakt.)

Konfiguration	$\overline{N_f}$	$n_e$ in $10^{21} \text{ m}^{-3}$
1	$11.50 \pm 2.01$	$11.62 \pm 2.21$
2	$12.33 \pm 2.03$	$12.42 \pm 2.24$
3	$10.83 \pm 2.10$	$10.91 \pm 2.29$
4	$12.00 \pm 2.03$	$12.12 \pm 2.21$
5	$5.33 \pm 2.03$	$5.37 \pm 2.13$
6	$8.17 \pm 2.04$	$8.18 \pm 2.19$

Tabelle 2: Fringesanzahl;Elektronendichte

## 2.4 Aufgabe 2 -Plasmafrequenz, Brechungsindex und Stromstärke

Die Plasmafrequenz sowie der Brechungsindex wurden nach den Formeln 14 bzw. 17 bestimmt. Zur Messung des Stromes für die Gasentladungsröhre wurde eine Rogowskispule um den Leiter gelegt. Die durch das vom Strom erzeugte Magnetfeld induzierte Spannung in der Rogowskispule wird durch ein RC-Glied integriert ( $R=10\text{k}\Omega$ ,  $C=100\text{nF}$ ). So erhält man eine zum Strom proportionale Spannung. Aus Gl.(25) bzw Gl.(14) folgt nach Einsetzen aller Werte:

$$I = 5764.00 \frac{\text{A}}{\text{V}} \cdot U_K$$

$$\omega_p = 56.438 \frac{\text{m}^{-\frac{3}{2}}}{\text{s}} \cdot \sqrt{n}$$

K	$\overline{N_f}$	$n_e$ in $10^{21} \text{ m}^{-3}$	$U_K$ in mV	$w_p$ in $10^{12}\text{Hz}$	N	I in A
1	$11.50$ $\pm 2.01$	$11.62$ $\pm 2.21$	$65.00$ $\pm 2.05$	$6.08$ $\pm 0.58$	$0.9999402$ $\pm 0.0000114$	$374.66$ $\pm 11.82$
2	$12.33$ $\pm 2.03$	$12.42$ $\pm 2.24$	$77.60$ $\pm 2.43$	$6.29$ $\pm 0.57$	$0.9999360$ $\pm 0.0000115$	$447.29$ $\pm 14.00$
3	$10.83$ $\pm 2.10$	$10.91$ $\pm 2.29$	$45.60$ $\pm 1,47$	$5.89$ $\pm 0.62$	$0.9999438$ $\pm 0.0000118$	$262.84$ $\pm 8.46$
4	$12.00$ $\pm 2.03$	$12.12$ $\pm 2.21$	$55.20$ $\pm 1.76$	$6.21$ $\pm 0.57$	$0.9999376$ $\pm 0.0000115$	$318.17$ $\pm 10.12$
5	$5.33$ $\pm 2.03$	$5.37$ $\pm 2.13$	$22.40$ $\pm 0.77$	$4.14$ $\pm 0.82$	$0.9999723$ $\pm 0.00000110$	$129.11$ $\pm 4.45$
6	$8.17$ $\pm 2.04$	$8.18$ $\pm 2.19$	$32.00$ $\pm 1.06$	$5.11$ $\pm 0.68$	$0.9999579$ $\pm 0.00000113$	$184.45$ $\pm 6.11$

Tabelle 3: Fringesanzahl;Elektronendichte;Plasmafrequenz;Brechzahl;Strom

## 2.5 Aufgabe 3 -Graphische Darstellungen

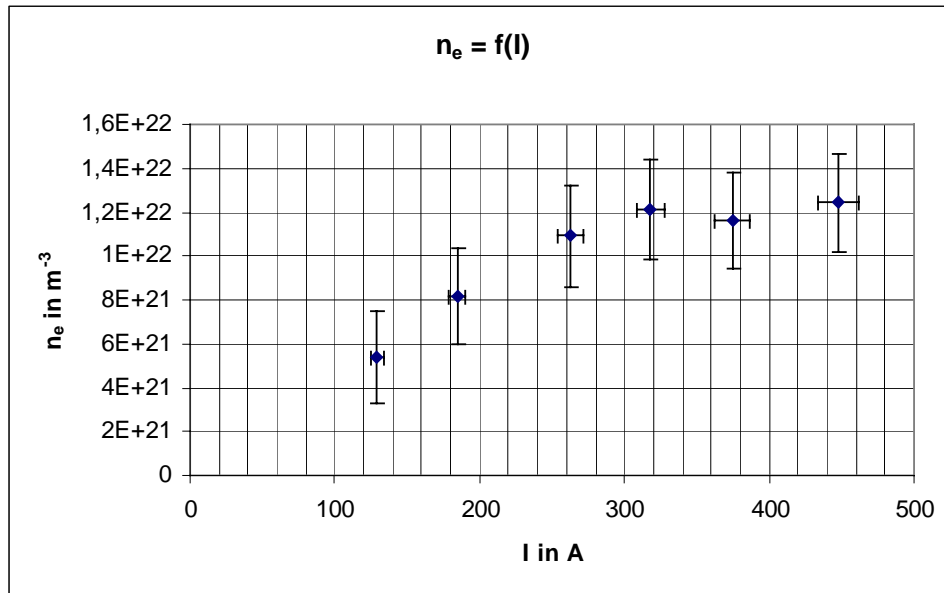


Abbildung 3: Plasmadichte

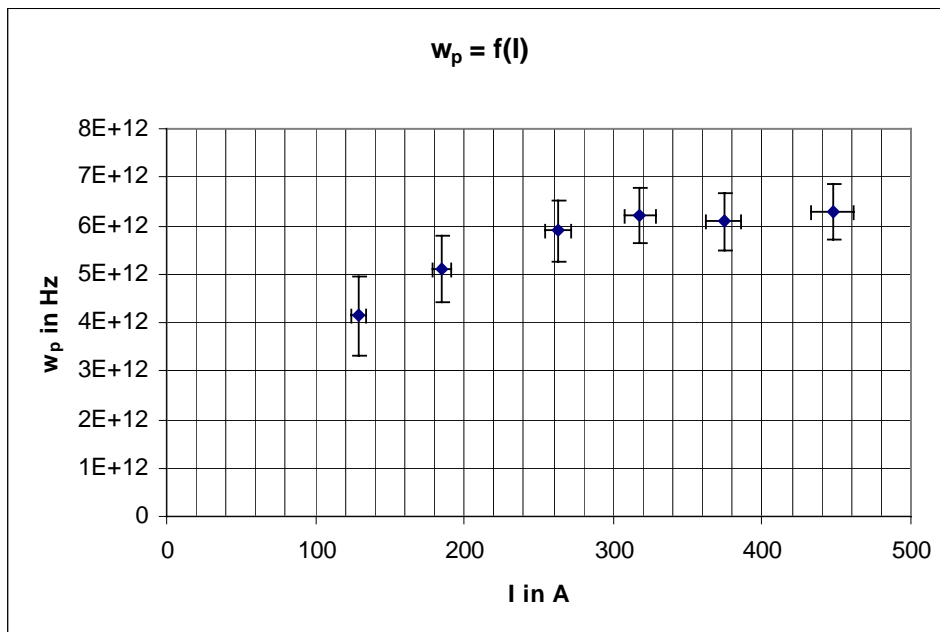


Abbildung 4: Plasmafrequenz

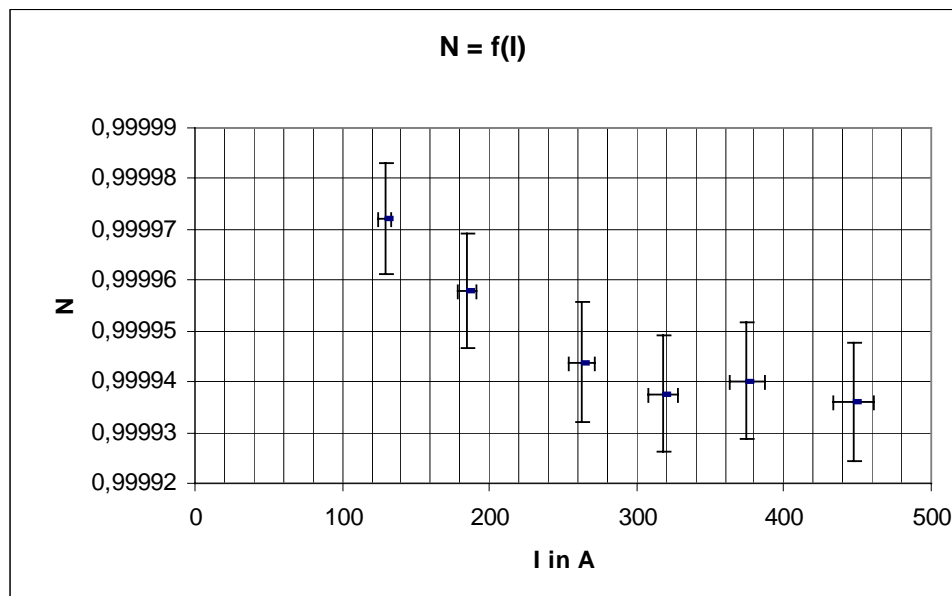


Abbildung 5: Brechungsindex

Wie wir sehen, gibt es bei steigendem Entladestrom einen großen Zuwachs der Plasmadichte. Dies lässt sich dadurch erklären, dass mit steigendem Entladestrom, die Stossionisation „kräftiger“<sup>2</sup> wird, und dadurch mehr Atome ionisiert-, und somit mehr Elektronen frei werden. Bei einem Entladestrom von etwa 320 A scheint der Zuwachs an Elektronen nur sehr geringfügig, er bleibt nahezu konstant. Ähnliches gilt für den Ionisationsgrad (nächste Aufgabe), welcher ja auch proportional zur Plasmadichte ist, sowie der Plasmafrequenz die die Beziehung

$$\omega_p \propto \sqrt{n}$$

Da, wie wir in der nächsten Aufgabe feststellen werden, die Sättigungsionisation noch nicht erreicht worden ist, muss es Probleme bei der Auszählung der Maximas gegeben haben. Es bestehen nun 3 Möglichkeiten wie man in der Situation handeln könnte:

- Eine Möglichkeit wäre, die Maxima von neuem zu zählen. Da sie aber besonders bei den Einstellungen mit hohem Entladestrom schwer auszumachen waren, kann sich man die Maxima beliebig zurecht zählen bis sie den gewünschten Anforderungen entsprechen. Diese Methode halten wir für unprofessionell.
- Die zweite Möglichkeit wäre auch, die ersten 4 Punkte zu fitten, und somit die restlichen Punkte aus der Geradengleichung zu ermitteln.

<sup>2</sup> „kräftiger“ ist trotz der Anführungszeichen zu umgangssprachlich...mir fällt aber jetzt kein besserer Begriff ein

Dabei hätte sich aber besonders beim letzten Punkt eine Fringesanzahl ergeben, die nur bei äußerst großzügigem Abzählen zustande gekommen wäre.

- Die letzte Möglichkeit wäre die gemessenen Werte einfach beizubehalten. Da wir die Maxima unabhängig voneinander gezählt hatten, und die Wahrscheinlichkeit demzufolge gering ist, dass wir uns beide gleichermaßen geirrt haben, haben wir uns für diese Möglichkeit entschieden. Ein Geradenfit durch alle Messpunkte ergab einen Bestimmtheitswert von  $R^2 = 0.52$  (optimaler Wert =1) und wurde deshalb weggelassen. Ein Wurzelfit für die Plasmafrequenz war leider auch nicht möglich, da uns ein geeignetes Grafikprogramm dafür fehlte<sup>3</sup>. Dies war aber ohnehin nicht Bestandteil der Aufgabenstellung

Der Brechungsindex fällt mit steigender Plasmadichte. Wenn wir Gl.(17) betrachten, erkennen wir auch gleich den Grund dafür. Bei konstantem  $\omega$  aber steigendem  $\omega_p$  sinkt folglich der Brechungsindex, und der Zusammenhang von der Plasmafrequenz und der Plasmadichte wurde ja bereits erläutert.

Der größte Fehler wird durch den der Plasmadichte verursacht. Dies liegt daran das dort größte Fehler miteinfließt, nämlich die Auszählung der Maxima. Dies erklärt den großen Fehlerbalken in y- Richtung.

Wie man auch bei den Graphiken sehen kann, ist der Punkt bei etwa 374.66 A ein wenig verschoben. Es würde physikalisch keinen Sinn machen, warum beispielsweise die Plasmadichte bei höherem Strom niedriger werden sollte. Mögliche Ursachen davon werden in der Fehlerdiskussion besprochen.

## 2.6 Aufgabe 4 -Ionisationsgrad

Der Ionisationsgrad  $\iota$  ist das Verhältnis ionisierter Atome zur Gesamtzahl vorliegender Atome. Unter der Annahme einer Einfachionisation entspricht die Dichte ionisierter Atome einfach der Elektronendichte im Plasma. Die Dichte der anfangs vorliegenden Atome bestimmen wir über die ideale Gasgleichung. Wir bedienen uns Gl.(27) und setzen für  $T = 295.15\text{K}$  (Zimmertemperatur) und  $P = 5\text{mBar}$  ( $\equiv 500\text{Pa}$ ) ein.

---

<sup>3</sup>Hier hätte man quadrieren, und dann einen Fit erstellen können

Konfiguration	$\iota$ in %	I in A
1	$9.46 \pm 1.80$	$374.66 \pm 11.82$
2	$10.12 \pm 1.82$	$447.29 \pm 14.00$
3	$8.89 \pm 1.87$	$262.84 \pm 8.46$
4	$9.87 \pm 1.82$	$318.17 \pm 10.12$
5	$4.39 \pm 1.74$	$129.11 \pm 4.45$
6	$6.66 \pm 1.78$	$184.45 \pm 6.11$

Tabelle 4: Ionisationsgrad

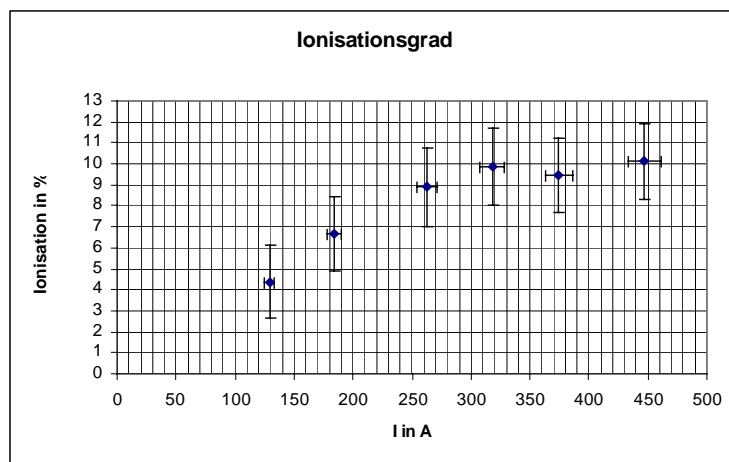


Abbildung 6: Ionisation

Um den Ionisationsgrad bei halbem Entladestrom zu bestimmen (leider haben wir keinen Messwert, der in akzeptabler Nähe bei der Hälfte des Entladestroms liegt) fitten wir den Plot mit einer Geraden, die als Punkte die Werte bei  $I = (184.45 \pm 6.11) \text{ A}$  und  $I = (262.84 \pm 8.46)$  sowie den Koordinatenursprung besitzt. Wir erhalten:

$$\iota = (0.0346 \pm 0.0083) \frac{\%}{\text{A}} \cdot I$$

Setzen wir den halben Entladestrom ein, was dem Wert  $I_{\frac{1}{2}} = (223.7 \pm 7.03) \text{ A}$  entspricht, so erhalten wir:

$\iota_{max}$	$= (10.12 \pm 1.95) \%$
$\iota_{\frac{1}{2}}$	$= (7.74 \pm 1.61) \%$

## 2.7 Aufgabe 5 -zeitlich Entwicklung der Elektronendichte

Leider ist uns bei der Zeitmessung ein grober Fehler unterlaufen. Anstatt den zeitlichen Abstand von einem Maximum bzw. Minimum zum nächsten zu ermitteln, haben wir nur immer den Abstand von einem Maximum zu dem benachbarten Minimum gemessen. Hätten wir zusätzlich dazu den Abstand von dem Minimum zum nächsten benachbarten Maximum gemessen, wäre dies nicht weiter schlimm gewesen, aber leider fehlen uns jeweils immer diese Werte. Um die Aufgabe dennoch einigermaßen zu bewältigen, haben wir mit einem Lineal die Abstände (in cm), die jedes Minimum von der Nullmessung hat, gemessen. Zur Umrechnung auf  $\mu s$  haben wir die Beziehung:

$$1\text{cm} \approx 3,467\mu s$$

Der Fehler für das Messen wurde wegen den unscharfen Minima auf 0.1 cm geschätzt. Der Fehler der Fringes ist hier nur  $\pm 1$  danur solche Fringes genommen wurden, die Eindeutig als Minima zu erkennen waren, und nicht Hintergrundrauschen oder ähnliches war.

Somit kommen wir auf folgende Werte:

$n_e$ in $10^{21}\text{m}^{-3}$	Abstand in cm	t in $\mu s$
12.12 $\pm$ 1.01	0	0
11.11 $\pm$ 1.01	0 $\pm$ 0.17	2.4 $\pm$ 0.3
10.10 $\pm$ 1.01	1.8 $\pm$ 0.1	6.2 $\pm$ 0.3
9.09 $\pm$ 1.01	2.8 $\pm$ 0.1	9.7 $\pm$ 0.3
8.08 $\pm$ 1.01	3.5 $\pm$ 0.1	12.1 $\pm$ 0.3
7.07 $\pm$ 1.01	4.5 $\pm$ 0.1	15.6 $\pm$ 0.3
6.06 $\pm$ 1.01	5.5 $\pm$ 0.1	19.1 $\pm$ 0.3
5.05 $\pm$ 1.01	6.9 $\pm$ 0.1	23.9 $\pm$ 0.3
4.04 $\pm$ 1.01	8.5 $\pm$ 0.1	29.5 $\pm$ 0.3
3.03 $\pm$ 1.01	11.2 $\pm$ 0.1	38.3 $\pm$ 0.3
2.02 $\pm$ 1.01	15.3 $\pm$ 0.1	53.0 $\pm$ 0.3
1.01 $\pm$ 1.01	28.0 $\pm$ 0.1	97.1 $\pm$ 0.3

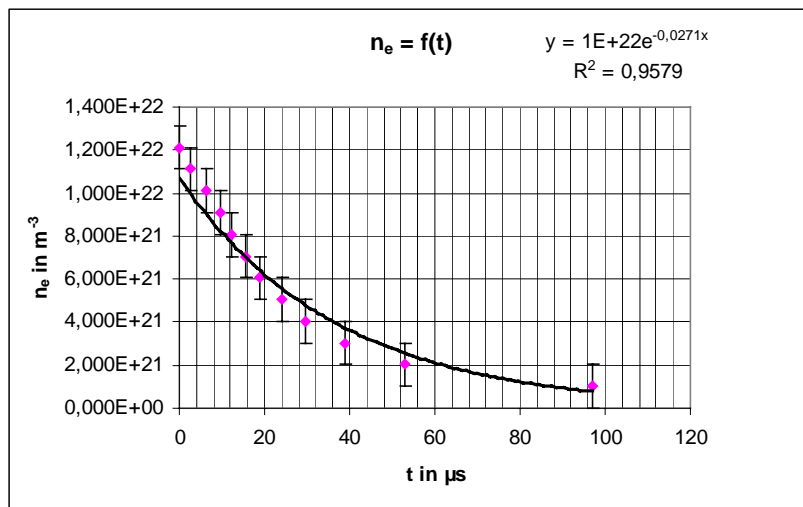


Abbildung 7: Zeitabhängigkeit

Man kann sehr schön die erwartete exponentielle Abnahme der Elektronendichte<sup>4</sup>, aufgrund der ebenfalls stattfindenden exponentiellen Abnahme der Entladestromes (Kondensator), mit der Zeit beobachten. Während diesen Zeitraums kommt es zu einer Rekombination der Elektronen mit den Ionen und das Plasma bildet sich wieder zum Heliumgas zurück.

<sup>4</sup>Der Plot hat ihm nicht so recht gefallen. Vielleicht hätte man die ersten 3 Punkte raustreichen sollen

## 2.8 Aufgabe 6 -Diskussion

Kernpunkt zur Bestimmung der einzelnen Größen war das Auszählen der Maxima in den aufgenommenen Kuven. Leider befand sich aber genau in der Bewältigung dieser Aufgabe die größte Messunsicherheit. Besonders beim Anfang jeder Kurve hat sich die Unterscheidung zwischen den tatsächlichen Maxima und dem Hintergrundrauschen derart schwierig gestaltet, dass sich eine Bestimmung größtenteils unmöglich gestaltete. Je größer die Zahl der zugeschalteten Widerstände war, desto schlimmer wurde dieser Effekt. Bei allen 9 Widerständen halfen auch mehrere Messungen kaum aus, was uns dazu zwang der Messunsicherheit einen besonders hohen Wert zuzuordnen. Aus diesem Grund halten wir den Versuch für ziemlich ungenau.

Will man den interferometrischen Effekt nur mit der roten Linie des Lasers beobachten, müsste man die infrarote Linie, die ja vom selben Niveau ausgeht, schon relativ im früh mit beispielsweise dem Bor-Kronglas abblocken. Somit wäre tatsächlich nur die rote Linie beteiligt. Leider nimmt aber der interferometrische Effekt bei fester Plasmadichte bei niedrigerer Wellenlänge des Meßstrahls ab<sup>5</sup>, was eigentlich für die Benutzung von infrarotem Licht spricht. Es wäre also nötig die Plasmadichte so weit zu erhöhen, dass eine messbare Intensitätsänderung auftritt und somit die Anzahl der Fringes konstant bleibt.

Eine andere Möglichkeit wäre den Entladestrom weiter zu erhöhen, was dazu führt, dass mehr Elektronen gelöst werden und somit zur Plasmadichte beitragen. Allerdings ist bei einer festen Menge an beispielsweise Heliumgas die Anzahl der möglichen ionisierten Teilchen durch Sättigungionisation beschränkt. In dem Punkt sind bereits alle Teilchen im Gas ionisiert.

Dann muss zwecks besserer Ankopplung des Interferometers die Reflektivität des Spiegels S2 bei 632,8nm deutlich reduziert werden, etwa auf die 35% die er sonst für die infrarote Linie hätte.

Außerdem wird sich der Brechungsindex bei höheren Frequenzen noch weiter zu 1 annähern. Es wäre eine Verlängerung des Aufbaus nötig, um der Verkürzung der optischen Weglänge entgegenzuwirken. Da jedoch der Brechungsindex des Plasma quadratisch von der Wellenlänge abhängt, muß bei einer Reduktion der Wellenlänge auf ungefähr ein Fünftel der optische Weg im Plasma um den Faktor 25 verlängert werden, was eine Länge der Plasmaentladung von etwa 7,5m erfordert. Wie weiter unten noch diskutiert wird, würde dies die unerwünschten Vibrationen und andere Störungen deutlich erhöhen und die Genauigkeit der Messung beeinträchtigen. Da es vorteilhaft ist, dass das Frequenz des Lasers knapp überhalb der Plasmafrequenz ist, ist eine Erhöhung der Plasmafrequenz erforderlich. Die Plasmafrequenz kann nur durch Änderung der Plasmadichte variiert werden.

---

<sup>5</sup>siehe dazu Gleichung 17

Aus diesen Gründen halten wir eine Messung mit der roten Linie allein ist folglich nicht sinnvoll.

Will man den Versuch an großen Plasmen durchführen, ist zu beachten, dass durch eine vergrößerte Plasmasäule geringere Änderungen der Elektronendichte innerhalb der Säule bereits eine größere Änderung der optischen Weglänge zur Folge haben und dies den interferometrischen Effekt vergrößern würde. Dies bedeutet, dass es zu einer Erhöhung der Zahl von Interferenzstreifen gibt. Wie eingangs schon erläutert ist eine Zählung der Maxima um so schwieriger, je mehr Interferenzstreifen es gibt. Es gäbe mehr und zeitlich dichter beieinander liegende Interferenzstreifen, die das Abzählen unmöglich machen würde. Hier müsste ein Scanner oder ein ähnliches, von einem Computer gesteuertes System, die Zählung durchführen. Bei großen Plasmen werden keine Fabry-Perot-(die sehr stark auf diese Störungen reagieren), sondern je nach mehr oder weniger räumlichen Kapazitäten das Mach-Zehnder- oder Michelson-Interferometer verwendet.

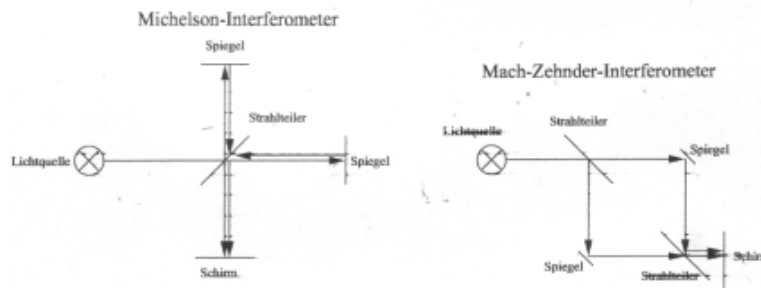


Abbildung 8: Andere Interferometer

## 2.9 Aufgabe 7 -Plasmaleuchten

Mit einer 2. Photodiode, die senkrecht zur Gasentladungsröhre steht, wird die Gesamtintensität des Plasmaleuchtens gemessen. Durch Vergleich mit der Stromkurve sieht man, dass Maximum des Plasmaleuchtens geringfügig hinter dem des Stroms hinterherhängt. Wenn wir uns den molekularen Vorgang näher betrachten, können wir die Verschiebung erklären.

Das Gas kann aus dem Grund nicht zeitgleich mit dem Strom leuchten, da die freien Elektronen erstmal eine gewissen Strecke, nämlich die mittlere freie Weglänge, passieren müssen, bis die auf ein Atom stossen, welches sie anregen können. Dieses Atom wird zunächst nur auf ein höheres energetisches Niveau gebracht, und kann erst nach der mittleren Lebensdauer ein Photon aussenden. Die mittlere Lebensdauer entspricht aber vergleichsweise der mittleren freien Weglänge einer sehr kurzen Zeitdauer, was zur Vermutung führt, dass eher der letztgenannte Effekt für die Verzögerung sorgt.

Danach nimmt das Leuchten des Plasma mit dem Strom ab. Die naheliegendste Erklärung wäre, dass die Elektronen nicht mehr über die notwendige Energie verfügen, das Heliumgas zum Leuchten anzuregen.

### 3 Fehlerbetrachtung

Außer der bereits erwähnten und durchdiskutierten Fehler werden die Messergebnisse durch zufällige Vibrationen verfälscht und das Auszählen der Maxima erschwert. Durch einen stabileren und sorgfältigeren Aufbau oder stossdämpfende Materialien könnte man die Auswirkungen dieses Problems verringern. Zudem ist auf die Sauberkeit der Plasmaröhre achtzugeben, was im Versuch nur schwer mit einigen Wattestäbchen erreicht werden konnte. Um die durch die Strahlablenkung verursachte Aufweitung zu minimieren, so ist die Wellenlänge des Meßstrahls zu beschränken. Es sollte auch versucht werden, den Strahlengang nicht senkrecht zum Dichte- und damit zum Brechungsindex Gradienten zu positionieren.

Es ist allgemein vorzuschlagen, diesen Versuch lieber einem Computer durchführen zu lassen, da dieser in der Lage ist mehr Messungen in weniger Zeit mit höherer Genauigkeit durchzuführen und damit auch den zufälligen Fehler kleinzuhalten<sup>6</sup>. Das Fabry-Perot-Interferometer ist viel zu anfällig für kleinere Störungen, als dass es sich für eine verlässliche Untersuchung eignet. Dies zeigen schon die großen Fehlerintervalle.

Aber schließlich wurde ja auch diese Methode im Versuch nur benutzt, um einen interessanten Zusammenhang zwischen Laser- und Plasmaphysik zu schaffen. Wir empfehlen den Versuch nur bei kleinen Entladestömen

---

<sup>6</sup>Ok, Computer ist zwar schneller, aber er würde die Fringes nicht viel besser vom Hintergrundrauschen unterscheiden können als unsereiner

## Literatur

- [1] *L.A. Azrimowitsch: Elementare Plasmaphysik, Akademie-Verlag, Berlin 1972*
- [2] *W. Demtröder: „Experimentalphysik-Elektrodynamik“, Springer Verlag 1998*
- [3] *Robert J. Goldsten: „Plasmaphysik-Eine Einführung“ Vieweg-Verlag 1998*
- [4] *Versuchsskript: „Plasmainterferometrie“*

Die Graphiken wurden mit Excel erstellt, das Protokoll mit  $\text{\LaTeX}$  verfasst.