

Über eine Methode die Transmission eines  
Fabry-Perot-Interferometers zu erhöhen.

A method to increase the transmitted light  
of the Fabry-Perot-Interferometer.

K. Büchl

IPP 3/71

März 1968

**I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K**  
**G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N**

# INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

## Abstract

In a Fabry-Perot-Interferometer die Transmission eines Fabry-Perot-Interferometers zu erhöhen.

A method is described which produces an increase by a factor of two in the transmitted light. A method to increase the transmitted light of the Fabry-Perot-Interferometer.

method the light must be polarized and the plasma gradients small.

K. Büchl

IPP 3/71

März 1968

Beim Fabry-Perot-Interferometer ist die durchgelassene Intensität klein gegen die einfallende. Es wird eine Methode beschrieben, durch die das durchgelassene Licht um den Faktor 2 vergrößert wird. Die Abbildung der Lichtquelle bleibt im wesentlichen erhalten. Die Anwendbarkeit der Methode setzt voraus, daß das Licht linear polarisiert ist und die Plasmagradientsen klein sind.

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

Abstract

Abstract

In a Fabry-Perot-Interferometer the intensity of the transmitted light is small relative to that of the incident light. A method is described which produces an increase by a factor of two in the transmitted light. To a close approximation the image of the light source is not affected. To employ this method the light must be polarized and the plasma gradients small.

Experimentelle Anordnung

Beim Fabry-Perot-Interferometer ist die durchgelassene Intensität klein gegen die einfallende. Es wird eine Methode beschrieben, durch die das durchgelassene Licht um den Faktor 2 vergrößert wird. Die Abbildung der Lichtquelle bleibt im wesentlichen erhalten. Die Anwendbarkeit der Methode setzt voraus, daß das Licht linear polarisiert ist und die Plasmagradien-ten klein sind.

## Einleitung

### Inhalt

#### Abstract

|   |    |
|---|----|
| Einleitung  | 1  |
| Das Fabry-Perot-Interferometer                      | 2  |
| Lichtverluste am FP                                 | 4  |
| Prinzip der Rückführung von reflektierter Strahlung | 5  |
| Experimentelle Anordnung                            | 8  |
| Anhang  | 10 |
| Literatur   | 12 |
| Verzeichnis der Figuren                             | 13 |
| Abbildungen   | 14 |

angeordnet, die eine größere Helligkeit in der Beobachtungsebene erreicht werden kann. Darüber (1) und Karolev (2) wandeln den Aufbau des FP etwas ab. Der vordere teildurchlässige Spiegel wird durch einen undurchlässigen Spiegel mit einem kleinen unverspiegelten Eintrittsfenster ersetzt. Die Lichtquelle wird auf das Fenster abgebildet. Vergleicht man die durchgelassene Intensität dieses FP mit der eines konventionellen FP im gleichen Strahlengang und gleicher effektiver Apertur, so erhält man für die Verstärkung  $V$  (1,2)

$$V = \frac{1}{T_2} \left( \frac{1 - R_1}{1 - \sqrt{R_1 R_2}} \right)^2 \quad (1)$$

dabei sind  $R_1$  = Reflektivität der 1. Platte  
 $R_2, T_2$  = Reflektivität und Transmission der 2. Platte und des konventionellen FP.

Es lassen sich dabei leicht Werte für  $V$  zwischen 10 und 100 erreichen. Gemessen wurden in einem speziellen Fall (2)  $V = 62$ . Beim Vergleich mit dem konventionellen FP im parallelen Strahlengang, d.h. Abbildung der Lichtquelle auf das Beobachtungssystem, ergibt sich lediglich noch eine Verstärkung von  $V = 2$ .

## Einleitung

Eine wichtige Methode der Plasmadiagnostik ist die Bestimmung der Form der emittierten Spektrallinien. Bei der Auswahl geeigneter Stark- oder Doppler-verbreiterter Linien lassen sich daraus Dichte und Temperatur des Plasmas bestimmen. Aus der Zeeman-Aufspaltung kann man auf die vorhandenen Magnetfelder schließen. Für derartige Messungen sind hochauflösende Spektrographen erforderlich. Ein handliches und dem Experiment leicht anzupassendes Gerät ist das Fabry-Perot-Interferometer (FP). Dem Vorteil der hohen spektralen Auflösung steht der Nachteil der geringen durchgelassenen Lichtintensität gegenüber. Das führt insbesondere bei kurzlebigen, nicht reproduzierbaren Plasmen oft zu großen Schwierigkeiten und kann es unter Umständen unmöglich machen, Linienbreiten mit dem FP zu messen.

Von verschiedenen Autoren <sup>(1,2,3)</sup> wurden deshalb Methoden angegeben, durch die eine größere Helligkeit in den Interferenzringen erreicht werden kann. Dufour (1) und Nagibina und Korolev (2) wandeln den Aufbau des FP etwas ab. Der vordere teildurchlässige Spiegel wird durch einen undurchlässigen Spiegel mit einem kleinen unverspiegelten Eintrittsfenster ersetzt. Die Lichtquelle wird auf das Fenster abgebildet. Vergleicht man die durchgelassene Intensität dieses FP mit der eines konventionellen FP im gleichen Strahlengang und gleicher effektiver Apertur, so erhält man für die Verstärkung  $V$  <sup>(1,2)</sup>

$$V = \frac{1}{T_2} \left( \frac{1 - R_2}{1 - \sqrt{R_1 R_2}} \right)^2 \quad (1)$$

dabei sind  $R_1$  = Reflektivität der 1. Platte  
 $R_2, T_2$  = Reflektivität und Transmission der 2. Platte und des konventionellen FP.

Es lassen sich dabei leicht Werte für  $V$  zwischen 10 und 100 erreichen. Gemessen wurden in einem speziellen Fall <sup>(2)</sup>  $V = 62$ . Beim Vergleich mit dem konventionellen FP im parallelen Strahlengang, d.h. mit Abbildung der Lichtquelle auf das Ringsystem, ergibt sich lediglich noch eine Verstärkung von 1,6.

Eine direkte Rückführung des von einem konventionellen FP reflektierten Lichtes über einen Axicon-Reflektor oder einen nichtkonfokalen Reflektor wird von Ascoli-Bartoli u.a. (3) angegeben. Hier wird ebenfalls die Lichtquelle auf das FP abgebildet. Experimentell wird ein Verstärkungsfaktor 5 gemessen.

Dieses zwei Verfahren ist gemeinsam, daß sie im konvergen-ten Licht arbeiten, damit ist eine Abbildung der Lichtquelle zusammen mit den Interferenzringen nicht möglich. Bei der Temperatur- und Dichtemessung eines Plasmas aus Linienbreiten ist jedoch eine gleichzeitige Raumauflösung in den meisten Fällen erwünscht, denn Temperatur und Dichte eines Plasmas sind im allg. Fall Ortsfunktionen. Wenn die Ortsabhängigkeit interessiert, muß das FP im parallelen Strahlengang (Fig. 1) betrieben werden, falls das Plasma nicht abgetastet wird.

### Das Fabry-Perot-Interferometer (FP).

Es soll hier keine ausführliche Diskussion der Eigenschaften des FP erfolgen. Dazu sei auf die Literatur verwiesen (4,5,6). Im folgenden wird lediglich eine kurze Zusammenstellung der wichtigsten Eigenschaften gegeben. Es wird ein FP (Fig. 2) unter Berücksichtigung der Absorption in den Reflexionsschichten betrachtet.

Dann gilt

$$R + T + A = 1 \quad (2)$$

R = Reflexionsvermögen

T = Transmissionsvermögen

A = Absorptionsvermögen

Bei einfallender monochromatischer Strahlung der Intensität  $J_0$  wird die durchgelassene Intensität  $J_t$  durch die Airyformel beschrieben,

$$\frac{J_t}{J_0} = \frac{T^2}{(1-R)^2} \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (3)$$

wobei die Phasendifferenz  $\delta$  abhängig vom Einfallswinkel  $\theta$

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} n h \cos \theta \quad (4)$$

$\lambda$  = Wellenlänge

$n$  = Brechungsindex der Interferometerplatte, meist Luft  
 $n \approx 1$

$h$  = Plattenabstand des FP

Die maximale Transmission erfolgt für

$$\delta = 2\pi \cdot m \quad \text{oder} \quad m \cdot \lambda = n h \cos \theta \quad (5)$$

wobei  $m$  eine ganze Zahl ist. Sie berechnet sich zu

$$\frac{J_t}{J_0} \Big|_{\text{Max}} = \frac{T^2}{(1-R)^2} = \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2 \quad (6)$$

Aus Gl. (3) ist die Instrumentenbreite  $\Delta\lambda_i$  ableitbar.

$$\Delta\lambda_i = \frac{1-R}{\pi \sqrt{R}} \cdot \frac{\lambda^2}{2h} \quad (7)$$

Als freier Spektralbereich ergibt sich

$$\Delta\lambda_{fs} = \frac{\lambda^2}{2h} \quad (8)$$

Das Verhältnis von freiem Spektralbereich und Instrumentenbreite wird definiert als Finesse  $F$

$$F = \frac{\Delta\lambda_{fs}}{\Delta\lambda_i} = \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R} \quad (9)$$

Das Verhältnis der reflektierten Strahlung  $J_r$  zur einfallenden  $J_0$  berechnet sich aus (s. Anhang)

$$\frac{J_r}{J_0} = \frac{R}{(1-R)^2} \cdot \frac{A^2 + 4(1-A) \sin^2 \frac{\delta}{2}}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (10)$$

Bei maximaler Transmission Gl. (6) hat man zugleich minimale Reflexion.

$$\frac{J_r}{J_0} \Big|_{\text{Min}} = \frac{A^2 R}{(1-R)^2} \quad (11)$$

Die absorbierte Intensität  $J_a$  ergibt sich aus (3) und (10) zu

$$\frac{J_a}{J_0} = \frac{2A(1-R) - A^2(1+R) + 4R^2 \sin^2 \frac{\delta}{2}}{(1-R)^2 \left(1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\delta}{2}\right)} \quad (12)$$

An der Stelle maximaler Transmission gilt

$$\left. \frac{J_a}{J_0} \right|_{\text{max. Trans.}} = \frac{2A(1-R) - A^2(1+R)}{(1-R)^2} \quad (13)$$

Um eine gute Auflösung, d.h. kleine Instrumentenbreite zu erzielen, muß man Schichten großer Reflektivitäten ( $R \geq 0,8$ ) benutzen. Die Instrumentenbreite selbst ist unabhängig von der Absorption der Schichten. Abhängig von der Absorption sind hingegen die transmittierte und die reflektierte Intensität. Für  $A = 0,05$  und  $R = 0,92$  ist die reflektierte Intensität Gl. (10) als Funktion der Phasendifferenz in Fig. 3 aufgetragen. Es wird infolge der Absorption der Wert 1 an keiner Stelle erreicht, sondern die Kurve bleibt um 5 % darunter. In den Minima geht die reflektierte Intensität nicht gegen Null, wie sie es im absorptionsfreien Fall tut. Diese Werte der minimalen Reflexion sind in Fig. 5, und die der dazugehörigen Werte der gleichzeitigen maximalen Transmission sind in Fig. 4 als Funktion der Reflektivität  $R$  mit dem Absorptionsvermögen als Parameter aufgetragen.

### 3. Wenn das von Plasma kommende Licht unter einem anderen Lichtverluste am FP

Es gibt nun drei Effekte durch die von der Lichtquelle emittiertes Licht für die Messung verloren geht.

1. In den Reflexionsschichten der aufgedampften Spiegel wird ein Teil des Lichtes absorbiert. Er bestimmt sich aus der Größe des Absorptionsvermögens  $A$  für die verschiedenen Spiegelmaterialien nach Gl. (12).

Prinzip der Rückführung von reflektierter Strahlung.

|                         |                             |
|-------------------------|-----------------------------|
| Dielektrische Schichten | $A \approx 0,01$            |
| Silberschichten         | $A \approx 0,03 \dots 0,05$ |
| Aluminiumschichten      | $A \approx 0,10$            |

Wenn man die Verluste der Interferenzschichten verkleinern will, muß man die Verluste verkleinern. Das ist fest vorgegebenes FP kann die Absorption nicht verkleinert werden. Es ist aber möglich, das reflektierte Licht durch Spiegel erneut auf das FP zu werfen. Dadurch wird...



Der Vorteil der dielektrischen Schichten, man erreicht eine maximale Transmission von 0,9, wird dadurch aufgehoben, daß diese FP nur in einem sehr kleinen Wellenlängen-Bereich benutzt werden können. Im gesamten sichtbaren Bereich sind Silberschichten brauchbar. Die Transmission ist jedoch nur etwa halb so groß. Noch ungünstiger sind Aluminiumspiegel, deren maximale Transmission bei 0,10 liegt. Sie werden deshalb meist auch nur in UV verwendet, da die Ag-Spiegel dort versagen. Als zweckmäßiger Kompromiß bietet sich im allgemeinen die Silberschicht an.

2. Lichtstrahlen, die unter einem Winkel  $\theta$  einfallen, für den die Bedingung Gl. (5) erfüllt ist, würden im Fall  $A = 0$  zu 100 % durch das FP hindurchgehen. Bei endlichem Absorptionsvermögen wird nicht nur ein Teil der Intensität absorbiert, sondern auch reflektiert. Bei Ag- und dielektrischen Spiegeln ist dieser Anteil so klein (Fig. 5), daß es sich nicht lohnt, den Versuch zu unternehmen, diese Strahlen erneut dem FP zuzuführen. Bei Al-Spiegeln kann es unter Umständen von Interesse sein, da dort die Transmission sehr klein ist.

3. Wenn das vom Plasma kommende Licht unter einem anderen Winkel  $\theta'$  auf das FP fällt, für den die Bedingung Gl. (5) nicht erfüllt ist, wird es bis auf einen kleinen Teil, der absorbiert wird, reflektiert (Fig. 3). Diese reflektierte Intensität ist wesentlich größer als die absorbierte bzw. durchgelassene Intensität. Sie hängt von der Instrumentenbreite, d.h. dem Auflösungsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Schichten ab.

#### Prinzip der Rückführung von reflektierter Strahlung.

Wenn man die Helligkeit der Interferenzringe vergrößern will, muß man die Verluste verkleinern. Für ein fest vorgegebenes FP kann die Absorption nicht verkleinert werden. Es ist aber möglich, das reflektierte Licht durch Spiegel erneut auf das FP zu werfen. Geschieht das so, daß die

Lichtstrahlen in sich reflektiert werden, dann ändern sich die Einfallswinkel  $\theta$  für die Strahlen nicht und es wird nur Licht in das FP eintreten, welches die Bedingung (5) erfüllt. Von diesem wurde aber nur ein kleiner Anteil bei der 1. Reflexion am FP reflektiert. Dadurch ist der Helligkeitserfolg in den Ringen nur sehr gering. Werden die Lichtstrahlen, die unter dem Winkel  $\theta$  auf das FP gefallen sind, unter dem Winkel  $\theta - \Delta\theta$  zum FP zurückreflektiert, dann ist die Bedingung (5) nur für Strahlen erfüllt, die ursprünglich unter  $\theta + \Delta\theta$  auf das FP aufgefallen sind. Die Intensität  $J_{\text{tot}}$ , die unter dem Winkel  $\theta$  aus dem FP austritt, ist dann

$$\frac{J_{\text{tot}}}{J_0} = \frac{J_t(\theta)}{J_0} + \frac{J_r(\theta + \Delta\theta)}{J_0} \cdot \frac{J_t(\theta)}{J_0} = \frac{J_t(\theta)}{J_0} \left( 1 + \frac{J_r(\theta + \Delta\theta)}{J_0} \right) \quad (14)$$

Aus Gl. (4) sieht man, daß einer kleinen Änderung  $\Delta\theta$  bereits eine große Änderung der Phasendifferenz  $\Delta\delta$  entspricht.

$$\begin{aligned} \delta - \Delta\delta &= \frac{4\pi h}{\lambda} \cos(\theta + \Delta\theta) \\ &\approx \frac{4\pi h}{\lambda} \cos\theta - \frac{4\pi h}{\lambda} \sin\theta \cdot \Delta\theta \end{aligned} \quad (14a)$$

$$\Delta\delta \approx \frac{4\pi h}{\lambda} \sin\theta \cdot \Delta\theta \quad (15)$$

Die Winkeländerung  $\Delta\theta$  soll so groß sein, daß  $\Delta\delta$  der doppelten Halbwertsbreite des Interferenzringes entspricht. Damit soll gewährleistet werden, daß unter dem Winkel  $\theta$  wieder ein Maximum an Licht einfällt.

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\delta_{\text{HWB}}}{4}} \quad (16a)$$

$$\sin \frac{\delta_{\text{HWB}}}{4} = \frac{1-R}{2\sqrt{R}} \quad (16)$$

$$\Delta\delta = 2 \delta_{\text{HWB}} \approx 4 \cdot \frac{1-R}{\sqrt{R}} = \frac{4\pi}{F} \quad (17)$$

Aus (15) und (17) erhält man

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{h \cdot F \sin\theta} \quad (18)$$

Die Winkeländerung  $\Delta\theta$  ist gleichbedeutend mit einer Verschie-

bung der Lichtquelle in z-Richtung (Fig. 6).

Es gilt

$$\Delta z = f \cdot \Delta \theta \cdot \cos^2 \theta \quad (19)$$

und

$$\begin{aligned} \Delta z &= \frac{f \cdot \lambda}{h \cdot F \cdot \operatorname{tg} \theta \cdot \cos^3 \theta} \\ &= \frac{f^2 \cdot \lambda}{h \cdot F \cdot z} \quad \text{für kleine Winkel } \theta \end{aligned} \quad (20)$$

Setzt man in (20) gebräuchliche Werte ein

$$\begin{aligned} f &= 30 \text{ cm} & F &= 15 & h &= 2 \cdot 10^{-1} \text{ cm} \\ \lambda &= 5 \cdot 10^{-5} \text{ cm} & z &= 0,5 \text{ cm} \end{aligned}$$

dann erhält man  $\Delta z = 3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$ . Über diesen Bereich muß das Plasma homogen sein. Das ist sicher in den meisten Fällen gegeben.

Die Vergrößerung der im Maximum des Ringes durchgelassenen Intensität berechnet sich aus Gl. (14) unter Berücksichtigung von (17) und (5). Es gilt

$$\frac{J_r(\delta - \Delta \delta)}{J_0} = \frac{R}{(1-R)^2} \frac{A^2 + (1-A)(\Delta \delta)^2}{1 + \frac{R}{(1-R)^2} (\Delta \delta)^2} \quad (21)$$

$$= \frac{R}{17(1-R)^2} \left( A^2 + \frac{16(1-A)(1-R)^2}{R} \right) \quad (22)$$

$A^2$  ist gegen den 2. Term zu vernachlässigen

$$= \frac{16}{17} (1-A) \approx 0,94 \quad (23)$$

bei kleinen Absorptionsvermögen. Damit geht (14) über in

$$\frac{J_{\text{tot}}}{J_0} = 1,94 \cdot \frac{J_t}{J_0} \Big|_{\text{Max}} \quad (24)$$

Der Verstärkungsfaktor geht gegen 2, wenn man  $\Delta \theta$  bzw.  $\Delta z$  vergrößert, was in Plasmen mit kleinen Gradienten erlaubt ist und die Absorption der Spiegel vernachlässigt werden kann. Es ist also möglich, daß man für Plasmen mit langsamen räumlichen Dichte- und Temperaturänderungen die Helligkeit

der Interferenzringe verdoppeln kann, wenn man das am FP reflektierte Licht ausnutzt. Die räumliche Abbildung bleibt dabei in den angegebenen Grenzen erhalten.

### Experimentelle Anordnung

Eine Methode, um diese Verstärkung zu erzielen, ist in Fig. 7 angegeben. Sie benutzt als weitere Voraussetzung, daß das zu beobachtende Licht linear polarisiert ist. Das ist z.B. der Fall, wenn sich das Plasma im Magnetfeld befindet und die Beobachtung senkrecht zum Magnetfeld erfolgt. Dann sind die Spektrallinien in Zeeman-Komponenten aufgespalten. Um entweder die  $\pi$ - oder  $\sigma$ -Komponenten auszublenden, muß man ein Polarisationsfilter einschalten. Damit ist diese Voraussetzung in vielen Fällen bereits vom Experiment her erfüllt.

Das Plasma P1 wird durch die Linsen  $L_1$  und  $L_2$  auf den Schirm F abgebildet. Durch den Polarisationsfilter Polf. wird das Licht so polarisiert, daß der  $\xi$ -Vektor in der Papierebene schwingt. Dieses Licht geht mit geringen Verlusten durch das Glan-Taylor-Prisma GTP. Der Polarisationsfilter ist in dieser Anordnung eigentlich nicht erforderlich, da das Glan-Taylor-Prisma die Funktion, nur Licht einer Schwingungsebene durchzulassen, mit übernimmt. Ohne Polarisationsfilter zu arbeiten, ist außerdem günstiger, da bei Filtern 20 - 40 %, beim GTP nur 15 % der ankommenden polarisierten Strahlung verloren geht. In der  $\lambda/4$ -Platte wird sie zirkular polarisiert. Am FP wird der in Fig. 3 dargestellte Anteil reflektiert. Dieser läuft erneut durch die  $\lambda/4$ -Platte und ist nun wieder linear polarisiert, aber jetzt mit dem  $\xi$ -Vektor senkrecht zur Papierebene. Dadurch wird das Licht an der Schnittfläche im GTP reflektiert. Die Reflexion am Spiegel Sp erfolgt so, daß die Strahlen, die bisher unter dem Winkel  $\theta - \Delta\theta$  auf das FP gefallen sind, nunmehr unter dem Winkel  $\theta$  auf dieses treffen. Der Ort der Interferenzringe auf F wird dadurch nicht beeinflusst.

Die Einstellung des Spiegels Sp kann man in Fig. 8 erkennen. Es werden Strahlen betrachtet, die unter dem Winkel  $\theta$  auf das FP auftreffen. Der Spiegel Sp wird so einjustiert, daß der parallel zur optischen Achse des FP einfallende und re-

flektierte Strahl am Spiegel Sp in sich reflektiert wird. Dann steht das Bild Sp' des Spiegels senkrecht auf der optischen Achse  $\overline{AC}'$ . Das Bild von Punkt A, von dem die Lichtstrahlen ausgehen, ist dann A'. Für die Winkel ergibt sich

$$|\theta| = |\theta'| = |\theta''| \quad (25)$$

Die reflektierten Strahlen treffen also unter dem gleichen Winkel auf das FP, mit dem sie primär eingefallen sind. Die Abbildung des Plasmas bleibt erhalten, da der Winkel  $\Delta\theta$  in allen praktischen Fällen klein ist.

Die Anordnung der Fig. 7 wurde getestet und ergab eine Verstärkung der Intensität um den Faktor 2 in den Interferenzringen (Fig. 9). Die Ringe wurde mit einer Photodiode abgetastet. Da es bei diesem Test nicht auf eine gute räumliche Auflösung, sondern nur auf den Nachweis der Verstärkung ankam, wurden vorhandene Photodioden mit relativ großen empfindlichen Flächen ( $\approx 1 \text{ mm } \varnothing$ ) verwendet. Aus diesem Grund sind die Ringe sehr breit. Die Verstärkung ist aber deutlich zu erkennen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß es in bestimmten Fällen möglich ist, die Helligkeit der Interferenzringe eines FP um einen Faktor 2 zu vergrößern. Die Dichte- und Temperaturgradienten im Plasma sollen klein sein und die zu beobachtende Strahlung soll bereits linear polarisiert sein (Magnetfeld). Beide Forderungen sind in sehr vielen Fällen erfüllt. Die Abbildung der Lichtquelle bleibt dabei erhalten.

Herrn H.-J. Pfeiffer möchte ich für seine Mithilfe bei den Messungen und bei der Anfertigung der Zeichnungen danken.

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

Anhang

Man geht von der Absorptionskoeffizienten A anstelle des Trans-

Reflexion von Licht am FP unter Berücksichtigung der Absorption in den Reflexionsschichten.

Die Berücksichtigung der Absorption führt zu etwas veränderten Beziehungen für die verschiedenen Intensitäten. Für das durchgelassene Licht ist diese Beziehung z. B. bei Born und Wolf (5) angegeben. Für das reflektierte Licht ist die analoge Beziehung in der bekannten Literatur nirgends explizit aufgeführt. Da von ihr Gebrauch gemacht wurde, soll sie hier kurz abgeleitet werden.

Man geht aus von den Amplituden der reflektierten Strahlen (Fig. 2). Die phasengerechte Addition ergibt (s. [5] S.325 Gl. (7))

$$\frac{A_r}{A_0} = \frac{r[1 - (r^2 + t^2)e^{i\delta}]}{1 - r^2 e^{i\delta}} \quad (26)$$

Nun wird die obige Gl. (2)

$$R + T + A = 1 \quad (2)$$

benutzt, wobei für die Amplitudenkoeffizienten r, t, a gilt

$$r^2 = R \quad t^2 = T \quad a^2 = A.$$

Es ist

$$\frac{J_r}{J_0} = \frac{A_r A_r^*}{A_0 A_0^*} = \frac{R[1 - (R+T)e^{i\delta}][1 - (R+T)e^{-i\delta}]}{(1 - R e^{i\delta})(1 - R e^{-i\delta})} \quad (27)$$

$$\frac{J_r}{J_0} = \frac{R[1 - (R+T)(e^{-i\delta} + e^{i\delta}) + (R+T)^2]}{1 + R^2 - R(e^{-i\delta} + e^{i\delta})} \quad (28)$$

Mit

$$e^{i\delta} + e^{-i\delta} = 2 \left(1 - 2 \sin^2 \frac{\delta}{2}\right)$$

wird

$$\frac{J_r}{J_0} = \frac{R[1 + (R+T)^2 - 2(R+T)(1 - 2 \sin^2 \frac{\delta}{2})]}{1 + R^2 - 2R(1 - 2 \sin^2 \frac{\delta}{2})} \quad (29)$$

$$\frac{J_r}{J_0} = \frac{R\{[1 - (R+T)]^2 + 4(R+T) \sin^2 \frac{\delta}{2}\}}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (30)$$

Wenn man das Absorptionsvermögen A anstelle des Transmissionsvermögens T einführt, erhält man für die reflektierte Intensität

$$\frac{J_r}{J_0} = \frac{R}{(1-R)^2} \cdot \frac{A^2 + 4(1-A) \sin^2 \frac{\delta}{2}}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (31)$$

Der spezielle Fall  $A = 0,05$ ,  $R = 0,92$  (Silberschicht) ist in Fig. 3 dargestellt. Für den Fall absorptionsfreier Schichten ( $A = 0$ ) erhält man die in [5] S. 325 angegebene Beziehung.

Im Transmissionsmaximum wird die Reflexion ein Minimum

$$\left. \frac{J_r}{J_0} \right|_{\text{Min}} = \frac{A^2 R}{(1-R)^2} \quad (32)$$

Im absorptionsfreien Fall geht die reflektierte Intensität gegen Null. Ist Absorption vorhanden, dann wird zugleich ein Teil der einfallenden Intensität reflektiert (Fig.5).

Literatur

- (1) C. Dufour  
Utilisation de l'interferometre Fabry-Perot pour la recherche des satellites faibles  
Rev. d'optique 24,11,1945
- (2) J.M. Nagibina and A.N. Korolev  
A Study of Some of the Properties of a Fabry-Perot Etalon with a Small Transparent Window  
Optics a. Spectr. 15,225,1963
- (3) U. Ascoli-Bartoli et al.  
An Improvement in Fabry-Perot Spectrometry  
Appl. Optics 6 (3),467,1967
- (4) K.W. Meissner  
Interference Spectroscopy  
J. opt. Soc. 31, 405, 1941  
and 32,185, 1942
- (5) M. Born and E. Wolf  
Principle of Optics S. 323 ff.  
Pergamon Press Oxford 1965
- (6) S. Tolansky  
An Introduction to Interferometry  
Longmans, London 1955
- (7) J.F. Archard and A.M. Taylor  
Improved Glan-Foucault Prism  
J.Sci.Instr. 25, 407, 1948



Verzeichnis der Figuren

- Fig. 1 Konventioneller Strahlengang mit FP
- Fig. 2 Fabry-Perot-Interferometer
- Fig. 3 Reflektierte Intensität eines FP mit Absorption in Abhängigkeit von der Phasendifferenz
- Fig. 4 Maximale Transmission für verschiedene Absorptionsvermögen
- Fig. 5 Reflexion bei maximaler Transmission für verschiedene Absorptionsvermögen
- Fig. 6 Abbildung bei Winkeländerung am FP
- Fig. 7 Abgewandelte FP-Anordnung mit Rückführung des reflektierten Lichtes
- Fig. 8 Erhaltung des Einfallswinkels bei Rückführung des Lichtes
- Fig. 9 Experimentell gemessene Verstärkung der Ringhelligkeit.



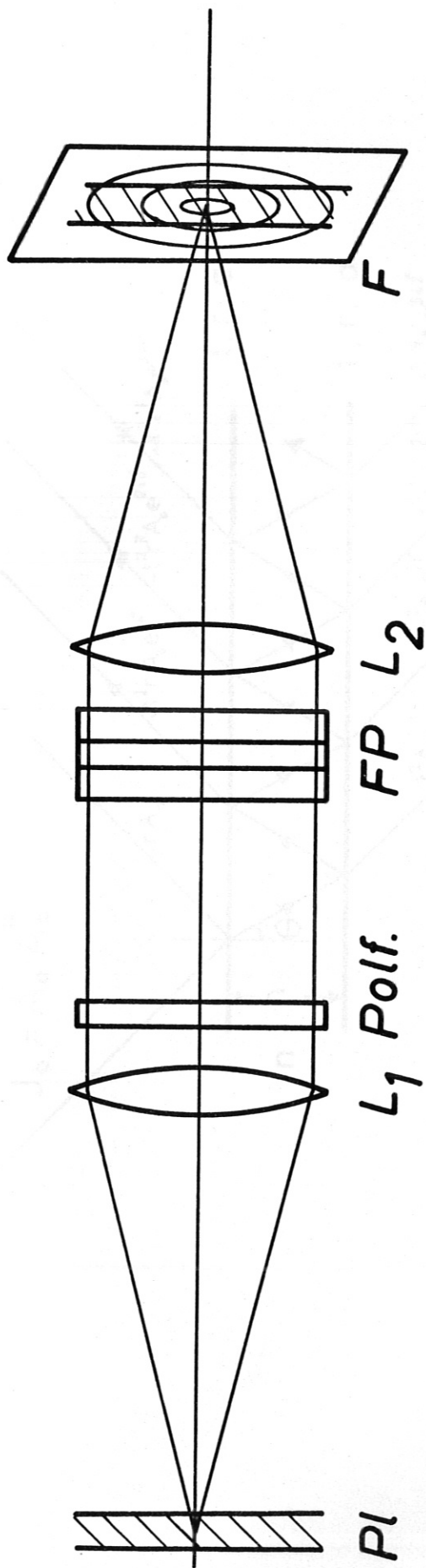


Fig. 1 Konventioneller Strahlengang mit FP

Fig. 2 Fabry-Perot-Interferometer

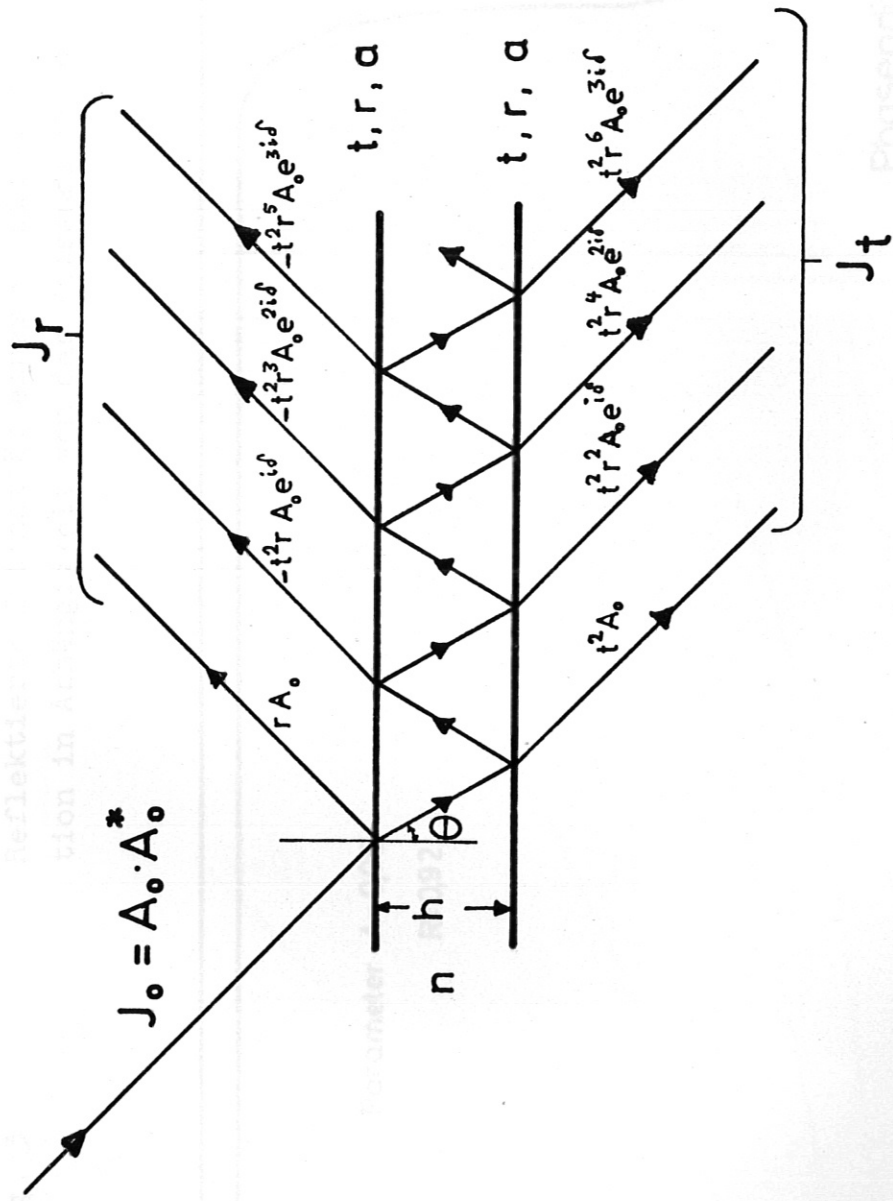
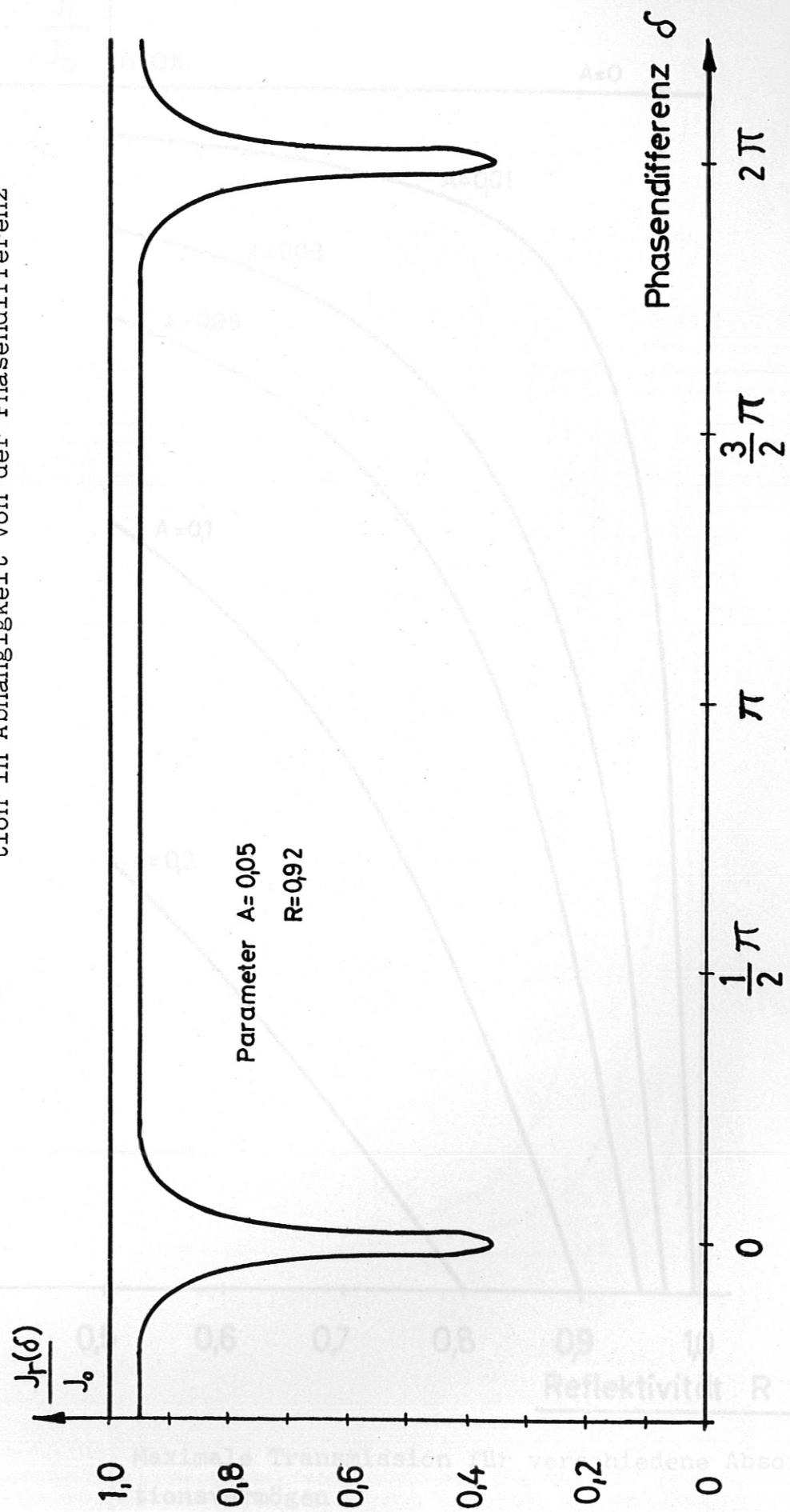


Fig. 2 Fabry-Perot-Interferometer

Fig. 3 Reflektierte Intensität eines FP mit Absorption in Abhängigkeit von der Phasendifferenz



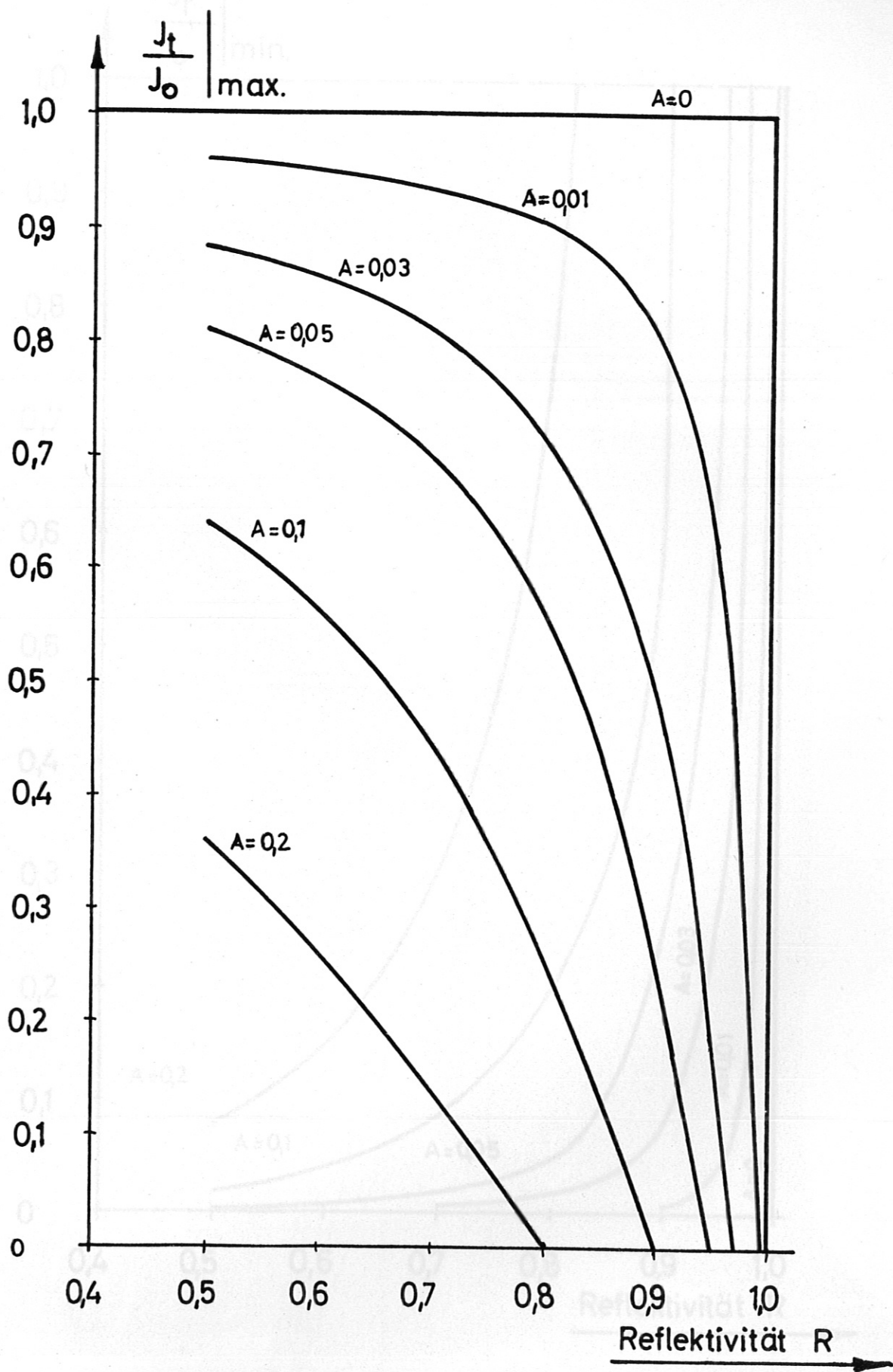


Fig. 4

Maximale Transmission für verschiedene Absorptionsvermögen

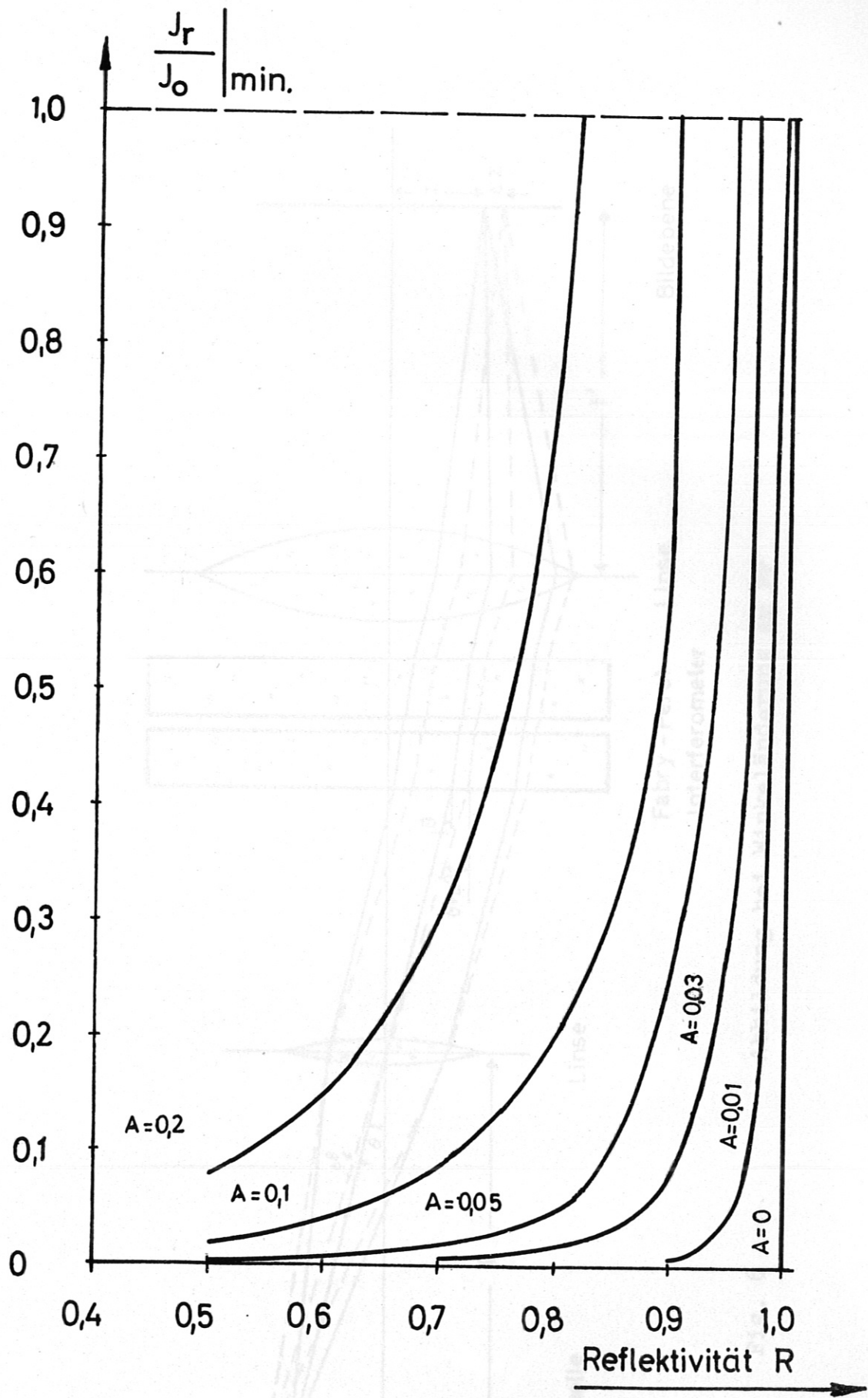


Fig. 5

Reflexion bei maximaler Transmission für verschiedene Absorptionsvermögen

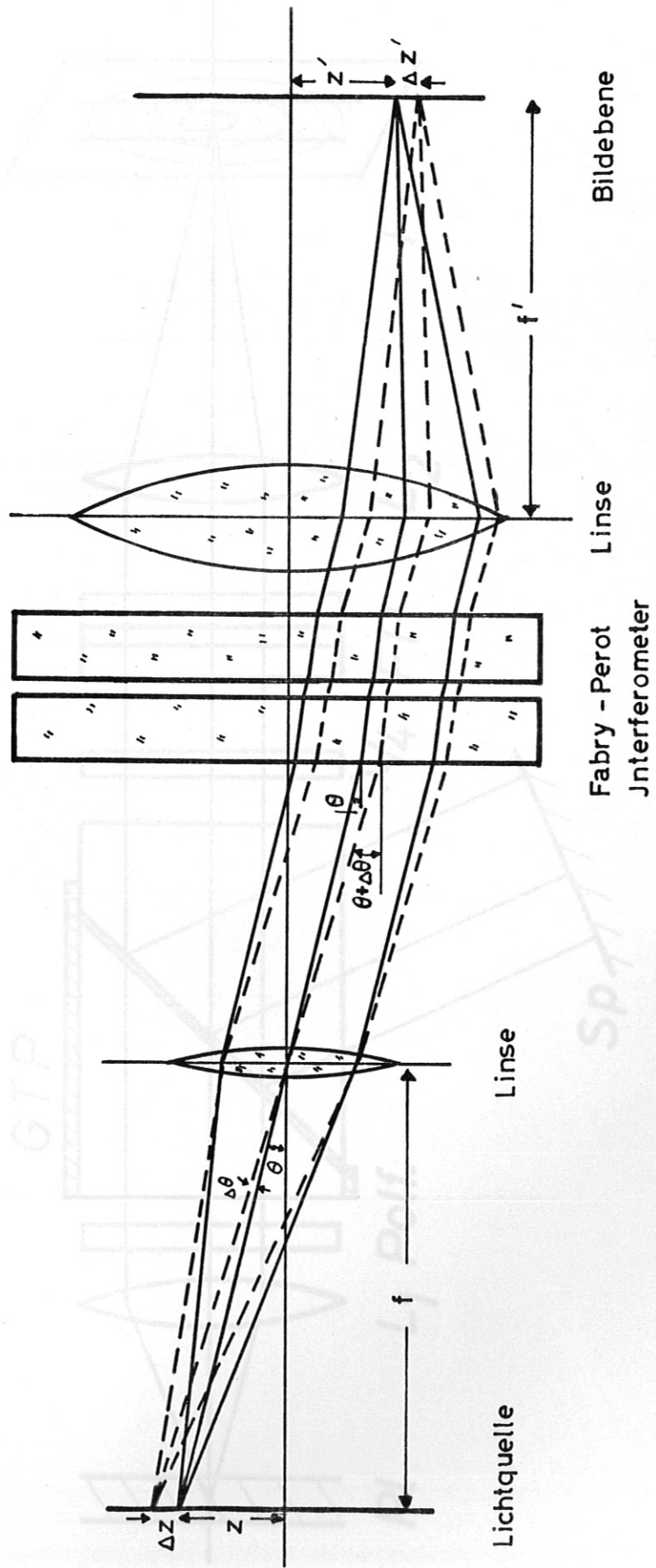


Fig. 6

Abbildung bei Winkeländerung am FP

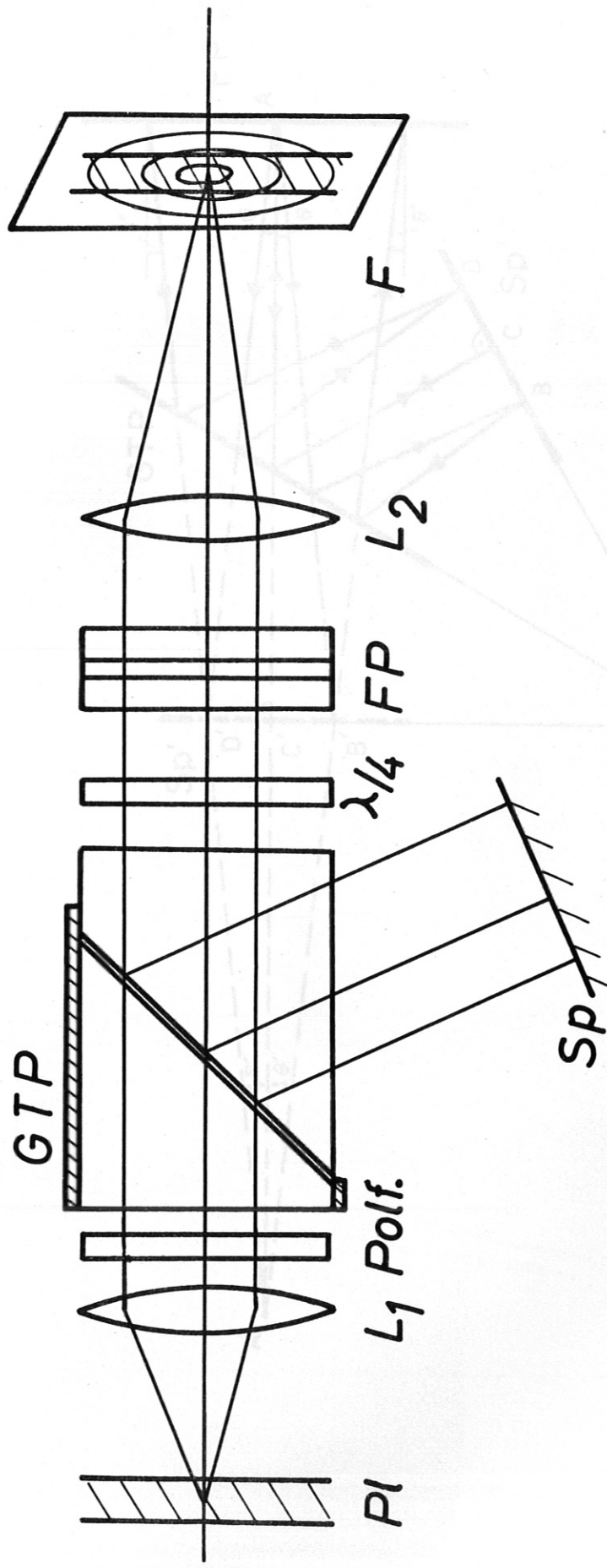


Fig. 7 Abgewandelte FP-Anordnung mit Rückführung des reflektierten Lichtes



Fig. 8

Erhaltung des Einfallswinkels bei Rückführung  
des Lichtes

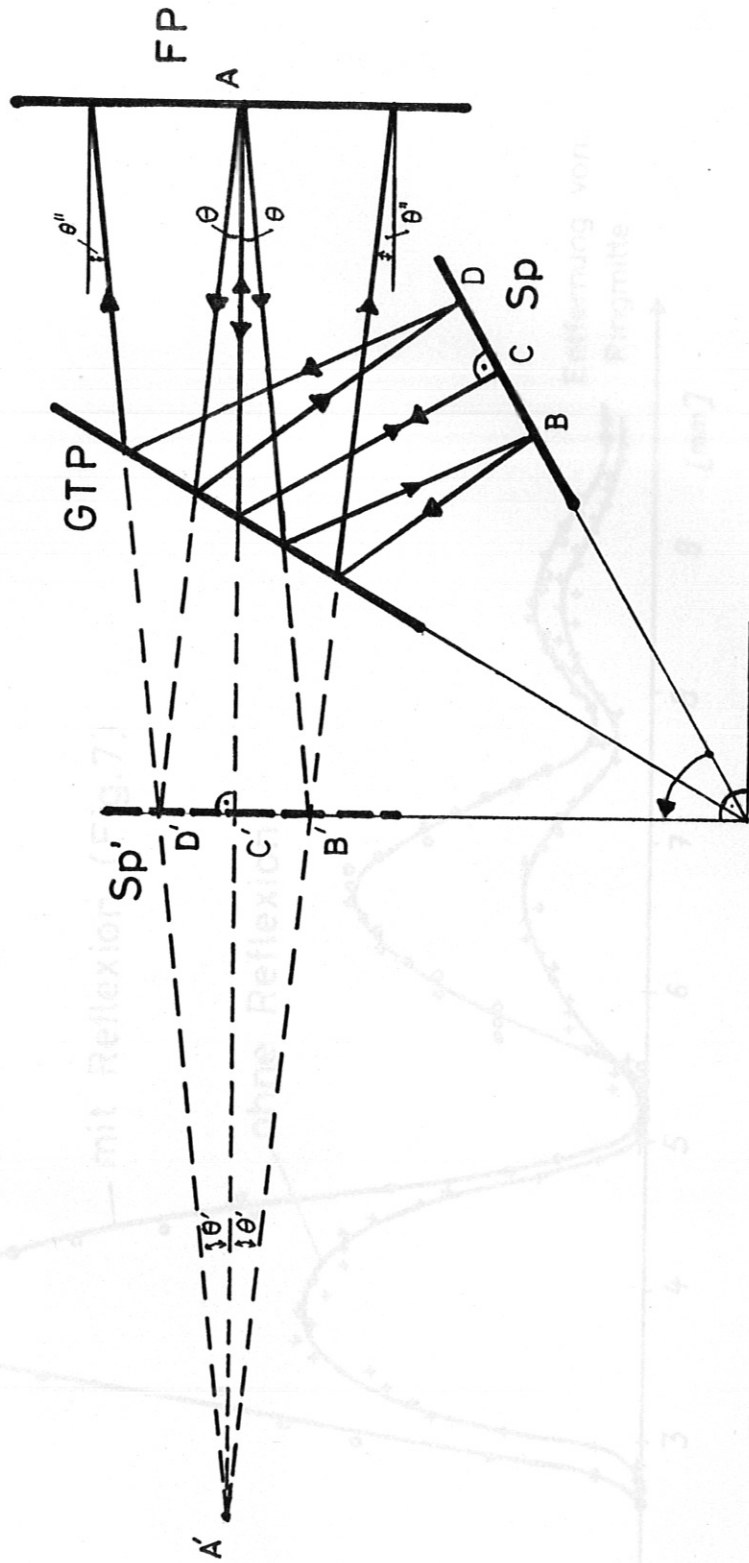
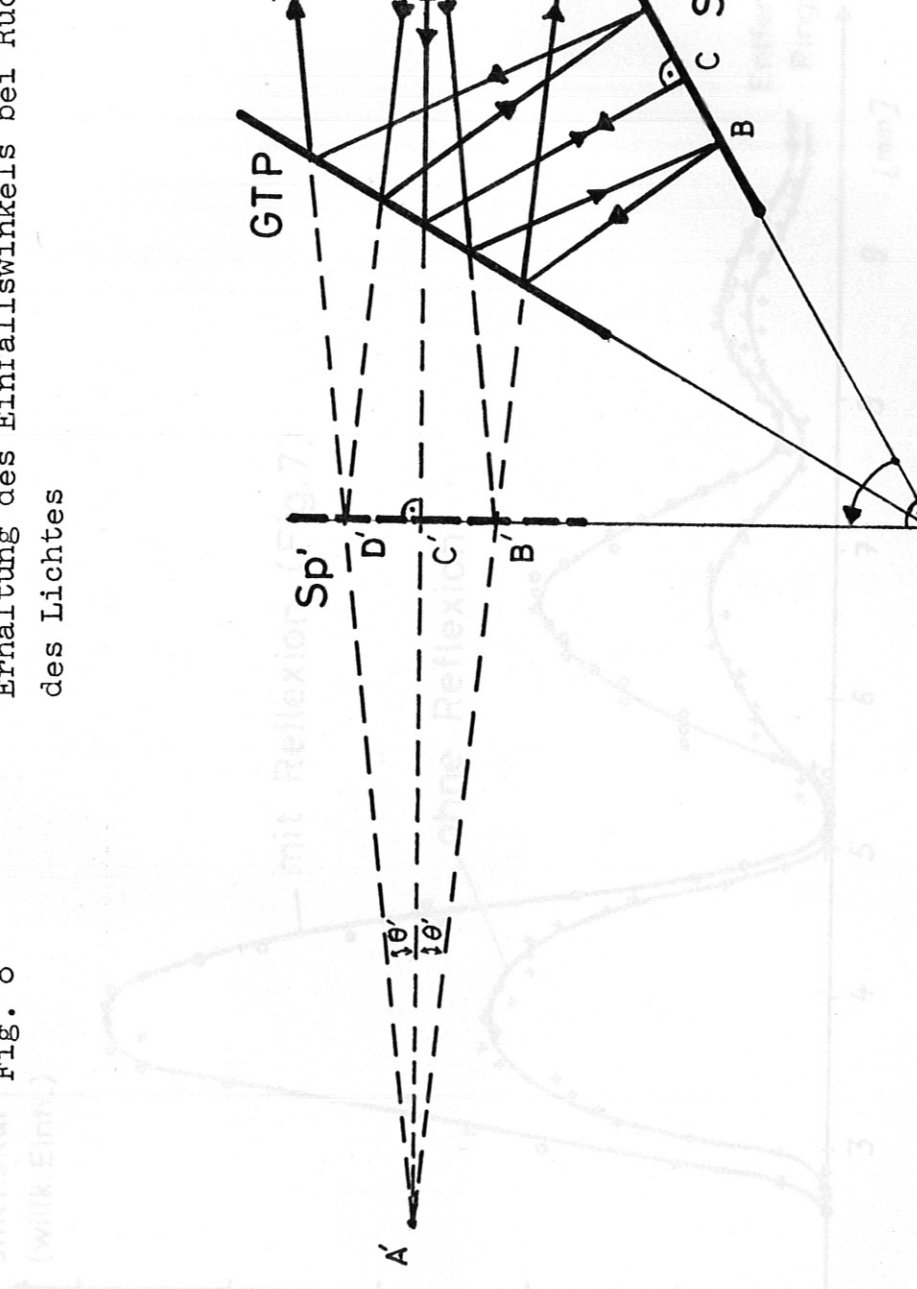


Fig. 9  
Experimentell gemessene Verstärkung der Ring-  
helligkeit.

Intensität  
(willk. Einm.)



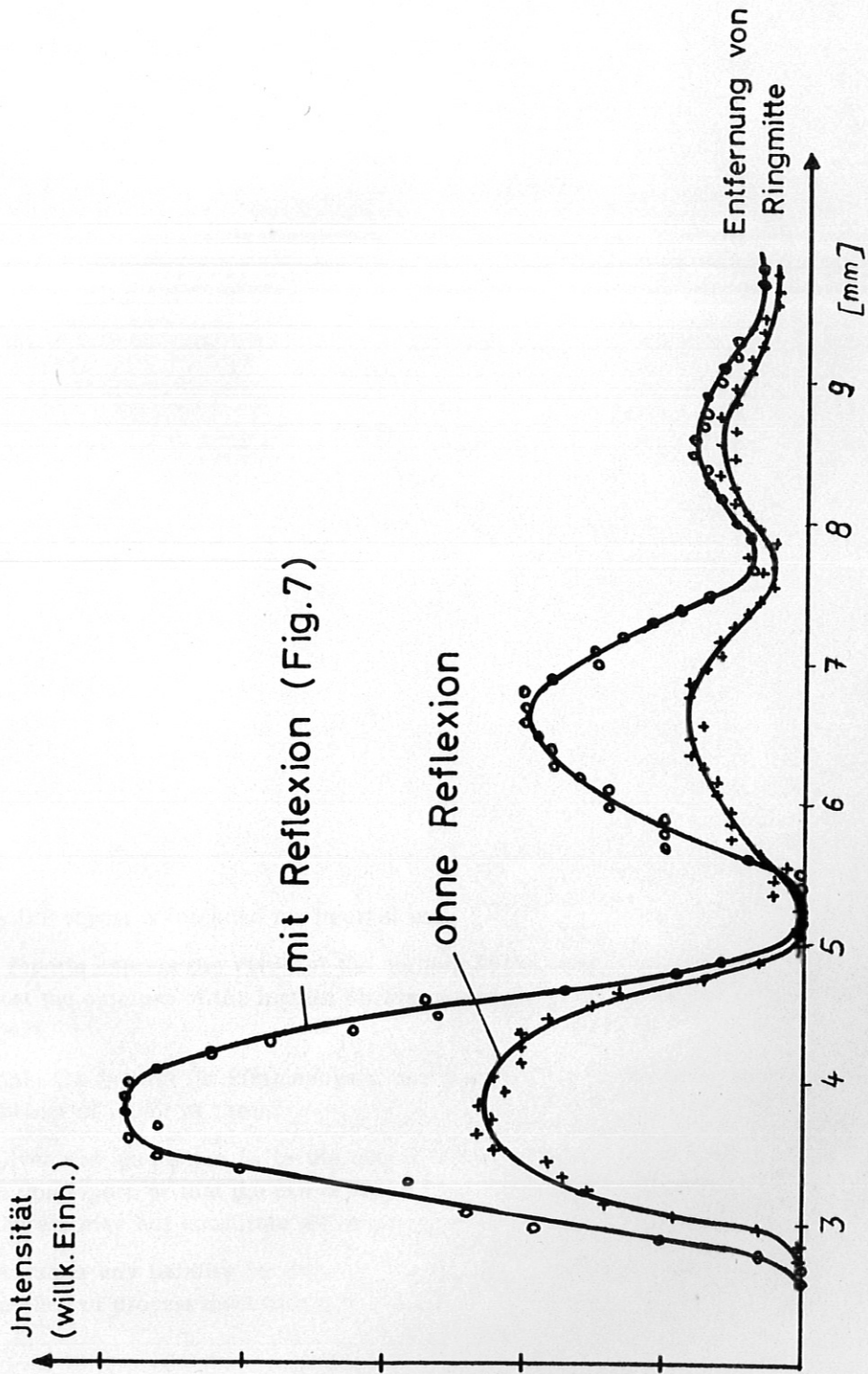


Fig. 9 Experimentell gemessene Verstärkung der Ringhelligkeit.