

Differentialinterferometer-Messungen an Stoß-
fronten in argongefüllten Membranstoßrohren

(Measurements of shockfronts in argon-filled
membrane shocktubes made with a dif-
ferential interferometer)

W. Zimmermann

IPP 3/57

September 1967

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

Differentialinterferometer-Messungen an Stoß-
fronten in argongefüllten Membranstoßrohren

(Measurements of shockfronts in argon-filled
membrane shocktubes made with a dif-
ferential interferometer)

W. Zimmermann

ABSTRACT

IPP 3/57

September 1967

After presenting the essential features of the differential-interferometer using
wollaston prisms its application to the investigation of shock wave structures
is described. The possibilities and limitations of the method are discussed.

It is shown that the influences of shockfront curvature and shockfront thickness
- in this case on the width of interference fringes - cannot be separated. Within
the limits set by the accuracy of the measurements and calculations the results
agree with the expectations.

*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.*

1. Einleitung 1

2. Aufbau des Differentialinterferometers 2

3. Theorie und Phasendifferenzen 2

4. Das Feld der Interferenzstreifen in homogenen Medien 6

5. Der Verlauf der Interferenzstreifen in inhomogenen Medien 7

ABSTRACT

6. Messung von Stoßfrontabständen und Stoßfrontdicken 11

7. Analyse des Stoßfrontverlaufs in Stoßröhren 11

8. Zusammenfassung 15

After presenting the essential features of the differential interferometer using Wollaston prisms its application to the investigation of shock wave structures is described. The possibilities and limitations of the method are discussed.

It is shown that the influences of shockfront curvature and shockfront thickness - in this case on the shift of interference fringes - cannot be separated. Within the limits set by the accuracy of the measurements and calculations the results agree with the expectations.

9. Literaturverzeichnis 19

10. Zusammenfassung 23

11. Zusammenfassung 26

12. Zusammenfassung 27

13. Zusammenfassung 31

	Seite
<u>Einleitung</u>	2
<u>I. Aufbau und Wirkungsweise des Differentialinterferometers</u>	2
<u>1. Strahlengang und Phasendifferenzen</u>	2
<u>2. Das Feld der Interferenzstreifen in homogenen Medien</u>	6
<u>3. Der Verlauf der Interferenzstreifen in inhomogenen Medien</u>	7
<u>II. Messung von Stoßfrontstrukturen und Dichtesprüngen</u>	11
<u>1. Analyse der Stoßfrontstruktur (Grundlagen)</u>	11
<u>2. Versuchsaufbau</u>	15
a. Meßkammer	15
b. Mechanischer Aufbau des Interferometers	15
c. Daten des optischen Aufbaus	15
d. Elektrischer Aufbau und Synchronisierung des Versuchsablaufs	18
<u>3. Versuchsausführung und Ergebnisse</u>	19
a. Stoßfrontstruktur in Argon für einen festen Ausgangsdruck vor der Stoßfront	19
b. Dichtesprünge in Argon bei verschiedenen Ausgangsdrucken vor der Stoßfront	23
c. Stehender Stoß an einem dünnen Draht im Gebiet hinter der laufenden Stoßfront	26
<u>Literaturverzeichnis</u>	27

<u>Anhang</u>	A1
---------------------	----

$$\epsilon = \alpha (n_0 - n_{ac}) \quad (1)$$

Für die Lage der Interferenzebene:

$$e = \frac{a + (\frac{1}{2} \lambda_{ac} - \lambda) t}{1 + \frac{1}{2} \lambda_{ac}} \quad (2)$$

*) siehe Tab. 1: A 3

Einleitung

Das Differentialinterferometer mit Wollastonprismen bietet die Möglichkeit, interferometrische Untersuchungen ohne großen apparativen Aufwand durchzuführen. Es eignet sich daher besonders für Voruntersuchungen, durch die ein erster Überblick über den Dichteverlauf in einem Meßobjekt gewonnen werden soll. In diesem Sinne wurde es auch am Membranstoßrohr bei der Untersuchung von Stoßfronten eingesetzt. Um quantitativ auswertbare Interferogramme zu erhalten, muß man bestimmte Vorsichtsmaßnahmen treffen, wie im folgenden erkennbar wird. Hierin und auch in Bezug auf seine Empfindlichkeit ist das Differentialinterferometer einem Mach-Zehnder-Interferometer unterlegen. Es zeigte sich jedoch, daß bei der Untersuchung von Stoßfrontstrukturen (Stoßfrontauswölbung, Stoßfrontdicke) das Differentialinterferometer besondere Vorteile bietet. Dies soll in diesem Bericht eingehender diskutiert werden.

I. Aufbau und Wirkungsweise des Differentialinterferometers

1. Strahlengang und Phasendifferenzen

Das hier beschriebene Differentialinterferometer (D.I.) beruht auf einem Vorschlag von G. Normanski [1]. Es wurde von C. Renet [2], G. Gontier [3] u.a. [4], [5], [6] weiter entwickelt und in die Strömungsmeßtechnik eingeführt. Seine Wirkungsweise ist von verschiedenen Autoren [7], [8], [9] eingehend behandelt worden, sodaß im folgenden nur eine kurze Zusammenfassung der wichtigsten Punkte gegeben werden soll.

Den Aufbau und Strahlengang eines derartigen Interferometers zeigt Abb. 1 schematisch: Die zunächst punktförmig angenommene Lichtquelle L befindet sich im vorderen Brennpunkt des Objektivs O_I . Das von L ausgehende Licht passiert ein Polarisationsfilter P_I , dessen Durchlaßrichtung unter 45° gegen die optischen Achsen der Wollastonprismen W_I und W_{II} geneigt ist. In W_I wird jeder linear polarisierte Wellenzug in 2 gleichstarke, senkrecht zueinander polarisierte Anteile zerlegt, die W_I unter den Winkeln $\epsilon_1 = +\epsilon$, $\epsilon_2 = -\epsilon$ gegen die Richtung des eintretenden Strahls verlassen. Der (virtuelle) Punkt der Aufspaltung liegt ungefähr in der Mittelebene von W_I^x . Der Weg beider Teilstrahlen 1 und 2 durch O_I , den Meßraum, das Objektiv O_{II} und das zweite Wollastonprisma W_{II} kann mit den Gleichungen der geometrischen Optik beschrieben werden. In W_{II} werden die Strahlen 1 und 2 nochmals um $+\epsilon$ bzw. $-\epsilon$ abgelenkt. Sie scheinen nach dem Verlassen von W_{II} von einem Punkt zwischen O_I und O_{II} auszugehen, der den Abstand e von O_{II} und y von der Achse des optischen Systems besitzt. y ist der Abstand von der optischen Systemachse, in dem der ursprüngliche Strahl ohne Ablenkung durch W_I den Meßraum passieren würde. Die virtuelle Aufspaltungsfläche in W_I wird somit wiederum virtuell in eine Ebene mit dem Abstand e von O_{II} verlegt. Man bezeichnet diese Ebene als Interferenzebene (s. Abb. 1).

Aus den Beziehungen der geometrischen Optik folgt unter den in Tab. 1 aufgeführten Näherungsannahmen für den Ablenkwinkel:

$$\epsilon = \alpha (n_o - n_{ao}) \quad (1)$$

für die Lage der Interferenzebene:

$$e = \frac{a + (w_{II}/w_I - 1) f}{1 + w_{II}/w_I} \quad (2)$$

x)
siehe Tab. 1: A 3

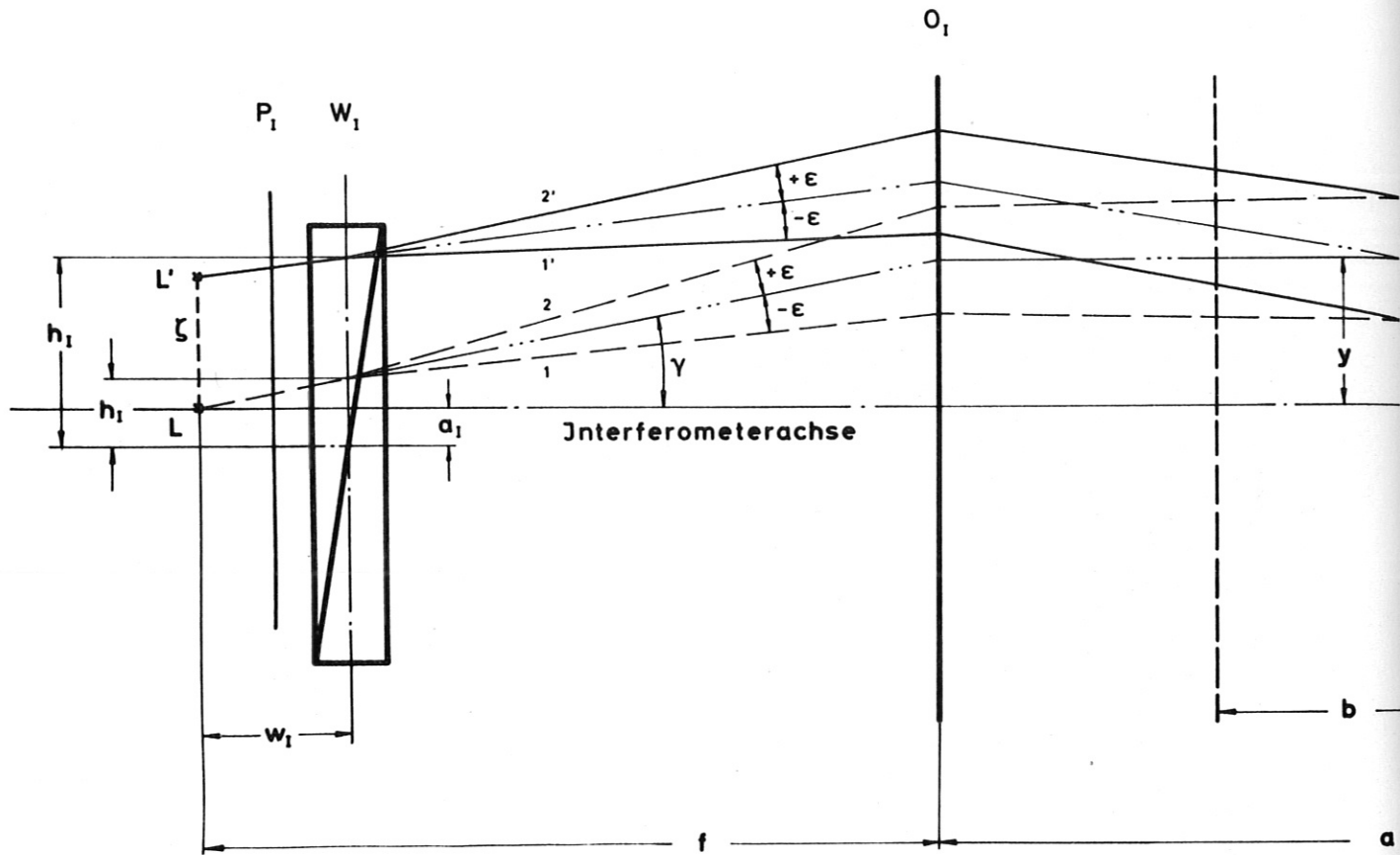


Abb. 1 Strahlengang

$\left. \begin{array}{l} P_I \\ P_{II} \end{array} \right\}$ Polarisationsfilter

$\left. \begin{array}{l} W_I \\ W_{II} \end{array} \right\}$ Wollaston-Biprismen (Nomarski-Biprismen)

Für die Lage des virtuellen Divergenzpunktes in der Interferenzebene:

$$y = f \frac{h_I + h_{II}}{w_I + w_{II}} \quad (3)$$

Einheit sind (siehe auch Abb. 1):

α = Halbwinkel der Wellenfrontstrahlen

n_0 = Brechungsindex des ursprünglichen Strahls

n_{II} = Brechungsindex des außerordentlichen Strahls

s = Abstand der Objektiv O_I und O_{II} (evtl. ihrer einseitig angeordneten Hauptebenen) voneinander

f = Brennweite des Objektivs O_I und O_{II}

h_I = Durchgangshöhe des ursprünglichen, d.h. in W_I nicht abglenkten, Mittelstrahls durch die Ablenkfläche in W_{II} , h_{II} = Durchgangshöhe des durch die Ablenkfläche in W_{II} abgelenkten Mittelstrahls aus W_{II} .

h_{II} = Abstand des virtuellen Divergenzpunktes P_{II} von der optischen Achse des Prismas

h_{II} = Durchgangshöhe des ursprünglichen, d.h. in W_I nicht abglenkten, Mittelstrahls durch die Ablenkfläche in W_{II} , h_{II} = Durchgangshöhe des durch die Ablenkfläche in W_{II} abgelenkten Mittelstrahls aus W_{II} .

e = Abstand der Lichtquelle L von der optischen Achse des Prismas

f = Brennweite des Objektivs O_I und O_{II}

Die beiden Teilstrahlen 1 und 2 haben nach dem Verlassen von W_I aufeinander eine Phasendifferenz $\Delta\varphi$, die proportional h_I ist. Die Differenz vergrößert sich nach dem Durchgang durch W_{II} um einen in gleicher Weise zu h_{II} proportionalen Betrag $\Delta\varphi_{II}$ (s. Tab. 1, E 4), so daß die gesamte Phasendifferenz

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi E}{\lambda} (h_I + h_{II}) \quad (4)$$

im Differentialinterferometer

Die Gleichungen (1) bis (4) gelten innerhalb der Grenzen, die durch die Näherungsannahmen über den Strahlengang (s. Tab. 1) gesetzt sind, auch bei Verwendung ausgedehnter Lichtquellen, wie aus den Herleitungen bei W. Smets [8] und A. Reib [9] hervorgeht. (Dies ist in Abb. 1 durch einen zweiten Strahl veranschaulicht). Ein Punkt e, y wird in diesem Fall von zwei senkrecht zueinander polarisierten Lichtstrahlen durchstrahlt. Zu jedem Strahl $1'$ in dem einen virtuellen Bilde O_I gibt es einen Strahl $2'$ in dem dazu senkrecht polarisierten Bilde, der von dem gleichen virtuellen Divergenzpunkt P_{II} ausgeht. Die homologen Strahlenpaare $1'-2'$ sind daher kohärent. Die Summe der Durchgangshöhen für die Mittelstrahlen dieser Strahlenpaare $h_{I'} + h_{II'}$ ist konstant und gleich dem Wert $h_I + h_{II}$ des achsenparallelen Mittelstrahls durch e, y . Die Phasendifferenz ist also für alle homologen Strahlenpaare gleich, wenn die Voraussetzung für die Beobachtung von Interferenzen in den Punkten e, y gegeben ist.

O_I } Interferometerobjektive
 O_{II} }

L Achsenpunkt der Lichtquelle

L' achsenferner Punkt der Lichtquelle

*) s. Tab. 1 (A 3, B 3)

**) Es liegt jedoch keine Abbildung der Aufspaltungsebene W_I in die Interferenzebene vor, da jedem Punkt e, y eine Vielfalt von Punkten der Aufspaltungsebene entspricht.

für die Lage des virtuellen Divergenzpunktes in der Interferenzenebene:

$$y = f \frac{h_I + h_{II}}{w_I + w_{II}} \quad (3)$$

Darin sind (siehe auch Abb. 1):

- α = Keilwinkel der Wollastonprismen
- n_o = Brechungsindex des ordentlichen Strahls
- n_{ao} = Brechungsindex des außerordentlichen Strahls
- a = Abstand der Objektive O_I und O_{II} (evtl. ihrer einander zugekehrten Hauptebenen) voneinander
- $f_I = f_{II} = f$ = Brennweite der Objektive O_I und O_{II}
- w_I = Abstand der virtuellen Aufspaltungsfläche des Prismas W_I vom Brennpunkt des Objektivs O_I ^{*)}
- w_{II} = Abstand der virtuellen Fläche in W_{II} , in der die Ablenkung um $\pm \epsilon$ erfolgt vom Brennpunkt des Objektivs O_{II} ^{*)}
- h_I = Abstand des virtuellen Divergenzpunktes in W_I von der Mittelachse des Prismas
- h_{II} = Durchgangshöhe des ursprünglichen, d.h. in W_I nicht aufgespaltenen, sog. Mittelstrahls durch die Ablenkfläche in W_{II} . Sie wird von der Mittelachse des Prismas aus gezählt.

Die beiden Teilstrahlen 1 und 2 haben nach dem Verlassen von W_I außer der gegenseitigen Ablenkung 2ϵ eine Phasendifferenz $\Delta \varphi_I$ zueinander, die proportional h_I ist. Diese Differenz vergrößert sich nach dem Durchgang durch W_{II} um einen in gleicher Weise zu h_{II} proportionalen Betrag $\Delta \varphi_{II}$ (s. Tab. 1, B 4), so daß die gesamte Phasendifferenz

$$\Delta \varphi = \frac{4\pi \epsilon}{\lambda} (h_I + h_{II}) \quad (4)$$

ist.

Die Gleichungen (1) bis (4) gelten innerhalb der Grenzen, die durch die Näherungsannahmen über den Strahlengang (s. Tab. 1) gesetzt sind, auch bei Verwendung ausgedehnter Lichtquellen, wie aus den Herleitungen bei W. Smeets [8] und A. Heiß [9] hervorgeht. (Dies ist in Abb. 1 durch einen zweiten Strahlengang veranschaulicht). Ein Punkt e, y wird in diesem Fall von zwei senkrecht zueinander polarisierten virtuellen Strahlenbüscheln durchsetzt. Zu jedem Strahl 1' in dem einen virtuellen Büschel gibt es einen Strahl 2' in dem dazu senkrecht polarisierten Büschel, der von dem gleichen Ursprung in der Aufspaltungsfläche W_I und vom gleichen Punkt der Lichtquelle ausgeht^{**)}. Die homologen Strahlenpaare 1'-2' sind daher kohärent. Die Summe der Durchgangshöhen für die Mittelstrahlen dieser Strahlenpaare $h_I' + h_{II}'$ ist konstant und gleich dem Wert $h_I + h_{II}$ des achsenparallelen Mittelstrahls durch e, y . Die Phasendifferenz ist also für alle homologen Strahlenpaare gleich, womit die Voraussetzung für die Beobachtung von Interferenzen in den Punkten e, y gegeben ist.

*) s. Tab. 1 : A 3, B 3

**) Es liegt jedoch keine Abbildung der Aufspaltungsebene W_I in die Interferenzenebene vor, da jedem Punkt e, y eine Vielfalt von Punkten der Aufspaltungsebene entspricht.

	Einschränkungen bei der Herleitung der Gleichungen
Gl. (1):	<p>Die Gleichung ist unter Benutzung des Snelliusschen Brechungsgesetzes für die <u>Strahlen</u> für die Prismenhauptschnittebene aufgestellt.</p> <p>Es müssen also</p> <ul style="list-style-type: none"> a.) die Winkel zwischen Strahl und Einfallslot und b.) der Keilwinkel α der Teilprismen genügend klein sein.
Gl. (2):	<p>Bei der Herleitung der Lage der Interferenzenebene wurde außer den Näherungen für den Strahldurchgang durch die Wollastonprismen (Voraussetzungen a.) und b.) noch die Annahme gemacht, daß die Strahltrennung virtuell in einer Ebene der Prismen erfolge, die parallel zu den Außenflächen ist.</p> <p>Es muß also</p> <ul style="list-style-type: none"> c.) das Lichtbündel im Wollastonprisma einen genügend kleinen Durchmesser haben. <p>Darüberhinaus ist mit</p> <ul style="list-style-type: none"> d.) dünnen Linsen und e.) gleichen Brennweiten $f_1 = f_2 = f$ der Linsen gerechnet.
Gl. (3):	<p>Bei der Ermittlung des Abstandes, den der virtuelle Divergenzpunkt in der Interferenzenebene von der Interferometerachse hat, wurden alle Einschränkungen a.) bis e.) benutzt.</p>
Gl. (4):	<p>Die Herleitung der Phasendifferenz zwischen den homologen Teilstrahlen erfolgte nur unter den Voraussetzungen a.) und b.).</p>

Tabelle 1

$$y = \frac{2f \sin^2 \alpha}{2\delta(2\epsilon + \epsilon^2)} \quad (7a)$$

Bei der Ableitung der Gl. (1) wurden die Näherungen $\sin \alpha \approx \alpha$ und $\cos \alpha \approx 1 - \frac{\alpha^2}{2}$ (Tab. 1) benutzt, mit denen die Streifen ein System äquidistanter Geraden erzeugen, die senkrecht zu den Prismenhauptschnitten verlaufen und die Phasen δ/ϵ - genau ein Scherparameter besitzen.

Der Streifenabstand ist:

$$y_{2\epsilon} - y_{2\epsilon+1} = \frac{2f}{2\delta(2\epsilon+1)}$$

2. Das Feld der Interferenzstreifen in homogenen Medien

Läßt man hinter W_{II} das Licht ein Polarisationsfilter P_{II} mit der Durchlaßrichtung unter 45° gegen die optischen Achsen von W_{II} passieren und bildet die Interferenzebene ab, so kann man die Punkte gleicher Phasendifferenz in ihr als Interferenzstreifen sichtbar machen.

Das Streifensystem läßt sich durch eine Kurvenschar darstellen, deren Gleichung mit Hilfe folgender Beziehungen hergeleitet werden können: Aus der Abb. 1 ergibt sich für die Durchgangshöhen des achsenparallelen Mittelstrahls durch e, y:

$$\begin{aligned} h_I &= w_I \operatorname{tg} \gamma - a_I \\ h_{II} &= w_{II} \operatorname{tg} \gamma - a_{II} \end{aligned} \tag{5}$$

mit

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{y}{f} \tag{6}$$

γ = Neigungswinkel des Mittelstrahls im Raum zwischen O_I und dem Brennpunkt

a_I = Abstand der Mittelachse des Prismas W_I von der optischen Systemachse

a_{II} = Abstand der Mittelachse des Prismas W_{II} von der optischen Systemachse.

(Muß die Versetzung des Mittelstrahls und die damit verbundene scheinbare Hebung des Lichtquellenbildes durch die Prismen berücksichtigt werden, so ist für w der Abstand des Streckenmittelpunkts zwischen wirklichem und verschobenem Lichtquellenbildort von der Prismenmittelfläche zu nehmen (s. Heiß [9], S. 28)).

Aus den Gleichungen (4), (5) und (6) folgt:

$$\Delta \varphi = \frac{4\pi \epsilon}{\lambda} \left[\frac{y}{f} (w_I + w_{II}) - (a_I + a_{II}) \right] \tag{7}$$

oder nach Umordnung:

$$y = \frac{\Delta \varphi}{4\pi \epsilon} \frac{lf}{\epsilon (w_I + w_{II})} + \frac{a_I + a_{II}}{w_I + w_{II}} \cdot f \tag{7a}$$

Bei der Ableitung der Gln. (7) wurden die Näherungen A_1 und B_1 (Tab. 1) benutzt, mit denen die Streifen ein System äquidistanter Geraden ergeben, die senkrecht zu den Prismenhauptschnitten verlaufen und die Phasen $\Delta \varphi = \text{const.}$ als Scharparameter besitzen.

Der Streifenabstand ist:

$$y_{\Delta \varphi + 2\pi} - y_{\Delta \varphi} = \frac{\lambda f}{2 \epsilon (w_I + w_{II})} \tag{8}$$

3. Der Verlauf der Interferenzstreifen in inhomogenen Medien

Die virtuell von einem Punkt e, y der Interferenzebene ausgehenden Strahlen passieren den Raum zwischen den Objektiven O_I und O_{II} in Wirklichkeit beiderseits von e, y mit einem längs der Strecke a veränderlichen Abstand voneinander. Für kleine Lichtquellenausdehnung, geringe Aufspaltungswinkel 2ε und Brennpunktsnähe der Aufspaltungsebene in w_I , in der Praxis meist genügend gut realisierbar, sind jedoch die Teilstrahlen annähernd achsenparallel und verlaufen symmetrisch zu e, y (Tab. 1, C 3).

Für ihren Abstand gilt:

$$d = 2\varepsilon (f + w_I) \tag{9}$$

wobei $w_I \geq 0$ ist, wenn die Aufspaltungsebene außerhalb bzw. innerhalb der Brennweite von O_I liegt.

Befindet sich ein inhomogenes Medium im Meßraum zwischen den Objektiven O_I und O_{II} , so laufen die beiden betrachteten Teilstrahlen in Bereichen mit verschiedenen Brechungsindices und erhalten zur Phasendifferenz infolge verschiedener optischer Wege in den Wollastonprismen eine zusätzliche Phasenverschiebung, die sich in einer Streifenverschiebung äußert. Aus ihr lassen sich unter günstigen Verhältnissen die Änderungen des Brechungsindex im Medium ermitteln.

Dies soll nun für den Fall eines zweidimensionalen Dichtegradienten im Meßraum der Länge b gezeigt werden: Die Erzeugenden der Zylinderflächen mit konstantem Brechungsindex seien parallel zur Interferometerachse (z-Achse) (Abb. 2).

Die zusätzliche Phasenverschiebung zwischen den homologen Teilstrahlen im inhomogenen Medium erfordert die Erweiterung der Gl. (7) um ein Zusatzglied

$$\frac{2\pi b}{\lambda} \left[n(\vec{r} + \vec{d}_2) - n(\vec{r} - \vec{d}_2) \right]$$

das diese Phasenverschiebung berücksichtigt.

\vec{r} = Ortsvektor

$\pm \frac{d}{2}$ = Abstandsvektor des Teilstrahls 2 bzw. 1 gegenüber dem Mittelstrahl. Die Gleichung für die gesamte Phasendifferenz lautet dann:

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi\varepsilon}{\lambda} \left[\frac{y}{f} (w_I + w_{II}) - (a_I + a_{II}) \right] + \frac{2\pi b}{\lambda} \left[n(\vec{r} + \vec{d}_2) - n(\vec{r} - \vec{d}_2) \right] \tag{10}$$

Für die Streifengleichung folgt analog zu (7a):

$$y = \frac{\Delta\varphi}{2\pi} \frac{\lambda f}{\varepsilon(w_I + w_{II})} + \frac{a_I + a_{II}}{w_I + w_{II}} f + \frac{f \cdot b}{2\varepsilon(w_I + w_{II})} \left[n(\vec{r} + \vec{d}_2) - n(\vec{r} - \vec{d}_2) \right] \tag{10a}$$

Damit lautet die Strahlengleichung in Bereichen mit schwach veränderlichen Brechungsindex:

$$y = \frac{d}{2} \left(\frac{\partial n}{\partial x} x + \frac{\partial n}{\partial y} y \right) + \frac{f \cdot d \cdot d}{2 \epsilon (n_1 + n_2) \partial y} \quad (11)$$

wobei $\frac{\partial n}{\partial y}$ die Ableitung des Brechungsindex in Richtung der Strahlaufspaltung ist. Für stark veränderliche Brechungsindizes und große Strahlaufspaltungen, bei denen (11) nicht mehr gültig ist, muß man auf die Gl. (10) bzw. (16a) zurückgreifen.

Für die Strahlverschiebung erhält man (12):

$$\Delta y (d_1 + d_2) = \dots \quad (12)$$

bzw. auf (13):

$$\Delta y (d_1 + d_2) = \dots \quad (13)$$

Führt man die relative Strahlverschiebung:

$$\Delta y (d_1 + d_2) = \dots \quad (14)$$

als Maß für die Interferometerempfindlichkeit ein, so findet man im Allgemeinen Fall der Gl. (10) und (17) dafür:

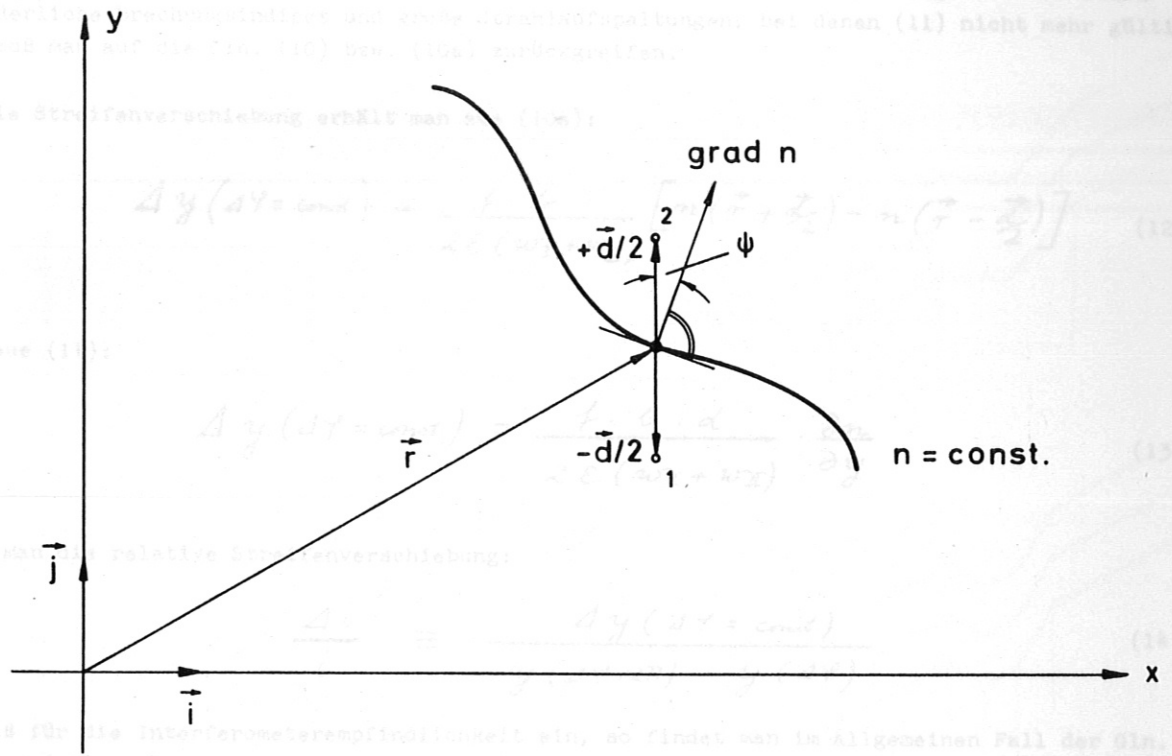


Abb. 2 2-dimensionales Gradientenfeld in der Ebene senkrecht zur Interferometerachse

und für den Gültigkeitsbereich der Gl. (11) und (13):

Für sehr kleine Änderungen von n und Aufspaltungen d läßt sich die eckige Klammer des Zusatzglieds in eine Reihe entwickeln, die nach den in d linearen Gliedern abgebrochen werden kann:

Mit $\text{grad } n = \frac{\partial n}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial n}{\partial y} \vec{j}$ (\vec{i}, \vec{j} = Einheitsvektoren)

und $\vec{d} = \vec{j} \cdot d$ folgt:

$$\left[n(\vec{r} + \frac{\vec{d}}{2}) - n(\vec{r} - \frac{\vec{d}}{2}) \right] = n(\vec{r}) + \text{grad } n \cdot \frac{\vec{d}}{2} - \left(n(\vec{r}) - \text{grad } n \cdot \frac{\vec{d}}{2} \right) = \text{grad } n \cdot \vec{d} = \frac{\partial n}{\partial y} \cdot d$$

Damit lautet die Streifengleichung in Bereichen mit schwach veränderlichem Brechungsindex:

$$y = \frac{\Delta \varphi \cdot \lambda \cdot f}{2\pi \varepsilon (\omega_I + \omega_{II})} + \frac{a_I + a_{II}}{\omega_I + \omega_{II}} f + \frac{f \cdot b \cdot d}{2\varepsilon (\omega_I + \omega_{II})} \frac{\partial n}{\partial y} \quad (11)$$

wobei $\frac{\partial n}{\partial y}$ die Ableitung des Brechungsindex in Richtung der Strahlaufspaltung ist. Für stark veränderliche Brechungsindizes und große Strahlaufspaltungen, bei denen (11) nicht mehr gültig ist, muß man auf die Gln. (10) bzw. (10a) zurückgreifen.

Für die Streifenverschiebung erhält man aus (10a):

$$\Delta y (\Delta \varphi = \text{const.}) = \frac{f \cdot b}{2\varepsilon (\omega_I + \omega_{II})} [n(\vec{r} + \vec{d}_2) - n(\vec{r} - \vec{d}_2)] \quad (12)$$

bzw. aus (11):

$$\Delta y (\Delta \varphi = \text{const.}) = \frac{f \cdot b \cdot d}{2\varepsilon (\omega_I + \omega_{II})} \cdot \frac{\partial n}{\partial y} \quad (13)$$

Führt man die relative Streifenverschiebung:

$$\frac{\Delta i}{i} \equiv \frac{\Delta y (\Delta \varphi = \text{const.})}{y (\Delta \varphi + 2\pi) - y (\Delta \varphi)} \quad (14)$$

als Maß für die Interferometerempfindlichkeit ein, so findet man im allgemeinen Fall der Gln. (10) und (12) dafür:

$$\frac{\Delta i}{i} = \frac{b}{\lambda} [n(\vec{r} + \vec{d}_2) - n(\vec{r} - \vec{d}_2)] \quad (15)$$

und für den Gültigkeitsbereich der Gln. (11) und (13):

$$\frac{\Delta i}{i} = \frac{b}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial y} \cdot d = \frac{b}{\lambda} |\text{grad } n| d \cos \psi \quad (16)$$

mit ψ = Winkel zwischen grad n und der Richtung der Strahlaufspaltung.

$n(\vec{r})$ kann ermittelt werden, wenn sein Wert bei zweidimensionalem Brechungsindexverlauf längs einer Kurve (im eindimensionalen Fall an einem Punkt) bekannt ist. Im Gültigkeitsbereich von Gl. (16) erhält man $n(\vec{r})$ durch fortlaufende Messung von $\frac{\partial n}{\partial y}$ in Richtung der Strahlaufspaltung und Integration über $\frac{\partial n}{\partial y}$ mit $n(r_0) = n_0$ als Anfangswert. Bei starken Änderungen in Bereichen $\leq d$ muß auf die allgemeinere Gl. (15) zurückgegriffen werden. Das Bild der Streifenverschiebung hängt in komplizierter Weise vom Verlauf des Brechungsindex und dem "effektiven" Abstand der Teilstrahlen, d.h. ihrem Abstand in Richtung des Gradienten von n ab, wie in Abb. 3 am Beispiel eines linearen eindimensionalen n -Verlaufs zwischen 2 Bereichen mit konstanten Brechungsindizes gezeigt wird. (Eine Übersicht über typische Streifenverschiebungen gibt z.B. H. Oertel [10].)

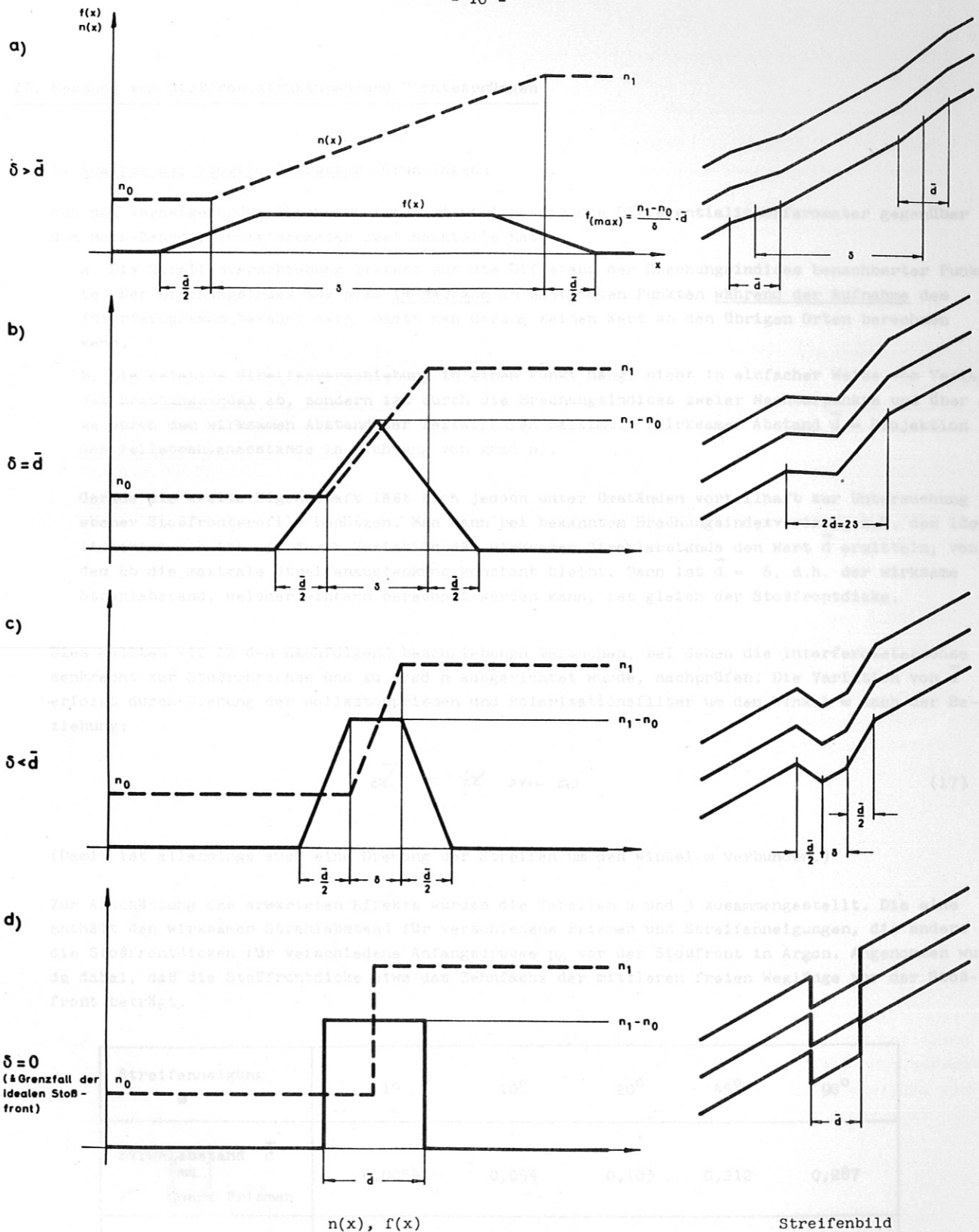


Abb. 3 Zusammenhang zwischen $f(x)$ als Mass für die Streifenverschiebung und den Verlauf des Brechungsindex $n(x)$.

$$f(x) = n(x + \bar{d}/2) - n(x - \bar{d}/2)$$

δ = Breite der linearen Anstiegszone von n

\bar{d} = Effektiver Abstand der Teilstrahlen

II. Messung von Stoßfrontstrukturen und Dichtesprüngen

1. Analyse der Stoßfrontstruktur (Grundlagen)

Aus dem vorhergehenden Abschnitt ist ersichtlich, daß das Differentialinterferometer gegenüber dem Mach-Zehnder-Interferometer zwei Nachteile hat:

a. Die Streifenverschiebung liefert nur die Differenz der Brechungsindices benachbarter Punkte. Der Brechungsindex muß also im Meßraum an bestimmten Punkten während der Aufnahme des Interferogramms bekannt sein, damit man daraus seinen Wert an den übrigen Orten berechnen kann.

b. Die relative Streifenverschiebung in einem Punkt hängt nicht in einfacher Weise vom Verlauf des Brechungsindex ab, sondern ist durch die Brechungsindices zweier Nachbarpunkte und über diese durch den wirksamen Abstand der Teilstrahlen bestimmt. (Wirksamer Abstand \bar{d} = Projektion des Teilstrahlenabstands in Richtung von grad n).

Gerade die zweite Eigenschaft läßt sich jedoch unter Umständen vorteilhaft zur Untersuchung ebener Stoßfrontprofile benutzen. Man kann bei bekanntem Brechungsindexverlauf, z.B. dem idealisierten von Abb. 3, durch Variation des wirksamen Strahlabstands den Wert \bar{d} ermitteln, von dem ab die maximale Streifenauslenkung konstant bleibt. Dann ist $\bar{d} = \delta$, d.h. der wirksame Strahlabstand, welcher einfach berechnet werden kann, ist gleich der Stoßfrontdicke.

Dies wollten wir in den nachfolgend beschriebenen Versuchen, bei denen die Interferometerachse senkrecht zur Stoßrohrachse und zu grad n ausgerichtet wurde, nachprüfen. Die Variation von \bar{d} erfolgt durch Drehung der Wollastonprismen und Polarisationsfilter um den Winkel ω nach der Beziehung:

$$\bar{d} = d \cdot \sin \omega \tag{17}$$

(Damit ist allerdings auch eine Drehung der Streifen um den Winkel ω verbunden.)

Zur Abschätzung des erwarteten Effekts wurden die Tabellen 2 und 3 zusammengestellt. Die eine enthält den wirksamen Strahlabstand für verschiedene Prismen und Streifenneigungen, die andere die Stoßfrontdicken für verschiedene Anfangsdrucke p_0 vor der Stoßfront in Argon. Angenommen wurde dabei, daß die Stoßfrontdicke etwa das Zehnfache der mittleren freien Weglänge vor der Stoßfront beträgt.

Streifenneigung ω	1°	10°	20°	45°	90°
Strahlabstand \bar{d} [mm] 2° - Quarz Prismen	0,0054	0,054	0,103	0,212	0,287
Strahlabstand \bar{d} [mm] 8° - Quarz Prismen	0,022	0,22	0,44	0,92	1,26

Tab. 2 Teilstrahlabstände für verschiedene Wollastonprismen und Winkelstellungen für $f = 48 \text{ cm}$, $\lambda = 5000 \text{ \AA}$.

p_0 [Torr]	1	2	5	10	20	50
\bar{l} [mm]	0,048	0,024	0,0096	0,0048	0,0024	0,00096
δ [mm]	0,48	0,24	0,096	0,048	0,024	0,0096

Tab. 3 Mittlere freie Weglängen \bar{l} vor der Stoßfront und Stoßfrontdicken $\delta = 10 \bar{l}$ für verschiedene Ausgangsdrucke (\bar{l} nach Ardenne: Tabellen zur angewandten Physik, Bd. II, S.5.)

Die Tabellen zeigen, daß der Variationsbereich des wirksamen Strahlabstands die Stoßfrontdicken einschließt. Allerdings schränken praktische Gründe, die später erwähnt werden sollen, die Wahl der Parameter stark ein.

Außerdem treten aber noch zwei weitere Effekte auf, die den Einfluß der Stoßfrontdicke auf die Streifenverschiebung völlig überdecken können. Dies sind die Stoßfrontkrümmung und der möglicherweise schiefe Strahldurchgang durch die Stoßfront.

Die Stoßfrontkrümmung stört sämtliche Messungen der Stoßfrontdicke. Nur bei wenigen Dichteprofilmessungen wurde die Stoßfrontauswölbung, (die u.a. von Duff [11] gemessen wurde), durch ein geeignetes Meßverfahren bestimmt. Dazu gehört die Arbeit von Frohn [12], der die Dichteprofilmessung in einem Druckbereich legte, in dem die Stoßfrontauswölbung viel kleiner war als die theoretisch erwartete Stoßfrontdicke. Die Anfangsdrucke p_0 lagen bei ca. 0,01 bis 0,1 Torr, also in einem Bereich, in dem Interferenz- und Schlierenoptische Verfahren versagen. (Dies bezieht sich auf die bei Stoßrohren üblichen Durchmesser, die nur geometrische Weglängen in der Größenordnung von 10 cm zulassen).

Duff gibt in seiner Arbeit eine empirische Beziehung für die Stoßfrontauswölbung

$$B = b \sqrt{\bar{l} \cdot R} \tag{18}$$

an, mit dem experimentell gefundenen Faktor $b = 0,84$ in Argon bei Machzahlen $M = 5,0$ bis $9,5$ ($R =$ Rohrradius).

Zur Abschätzung der Stoßwellenauswölbung beim Stoßrohr des IPP's wurde die Duff'sche Beziehung benutzt, die dafür unter den gewählten Versuchsbedingungen ($p_0 = 5$ Torr, $M = 9,94$) noch verwendbar sein sollte, auch wenn sie an sich nur für kreisförmige Rohrquerschnitte gilt. Anstelle von R wurde die halbe Seitenlänge des quadratischen Kammerquerschnitts $1/2 = 3,5$ cm eingesetzt, und mit $\bar{l} \approx 0,01$ mm folgt:

$$B = 0,5 \text{ mm}$$

Die Stoßfrontauswölbung übertrifft also die bei $p_0 = 5$ Torr erwartete Stoßfrontdicke $\delta = 0,1$ mm beträchtlich. Im optisch untersuchbaren Bereich wird man also ohne verfeinerte Auswerteverfahren mit dem Differentialinterferometer vorwiegend die Stoßfrontauswölbung erfassen (s. Abb. 4).

Schiefer Strahldurchsatz durch die Stoßfront: Im Gegensatz zur Stoßfrontauswölbung läßt sich dieser Effekt dann eliminieren, wenn der Neigungswinkel der Stoßfront von Schuß zu Schuß reproduzierbar ist. Der schiefe Strahldurchsatz äußert sich darin, daß die effektive geometrische und opti-

sche Wegdifferenz der Teilstrahlen (ähnlich wie bei dem vorhergehenden Effekt - hier jedoch schon bei ebener Stoßfront -) verringert wird (siehe Abb. 5). Man kann durch Variation des Winkels zwischen Interferometer- und Stoßfrontachse die Steilheit herausfinden, in der die Strahlen parallel zur Stoßfront laufen. Die Ableitungen 4 und 5 veranschaulichen das Verfahren. Es ist:

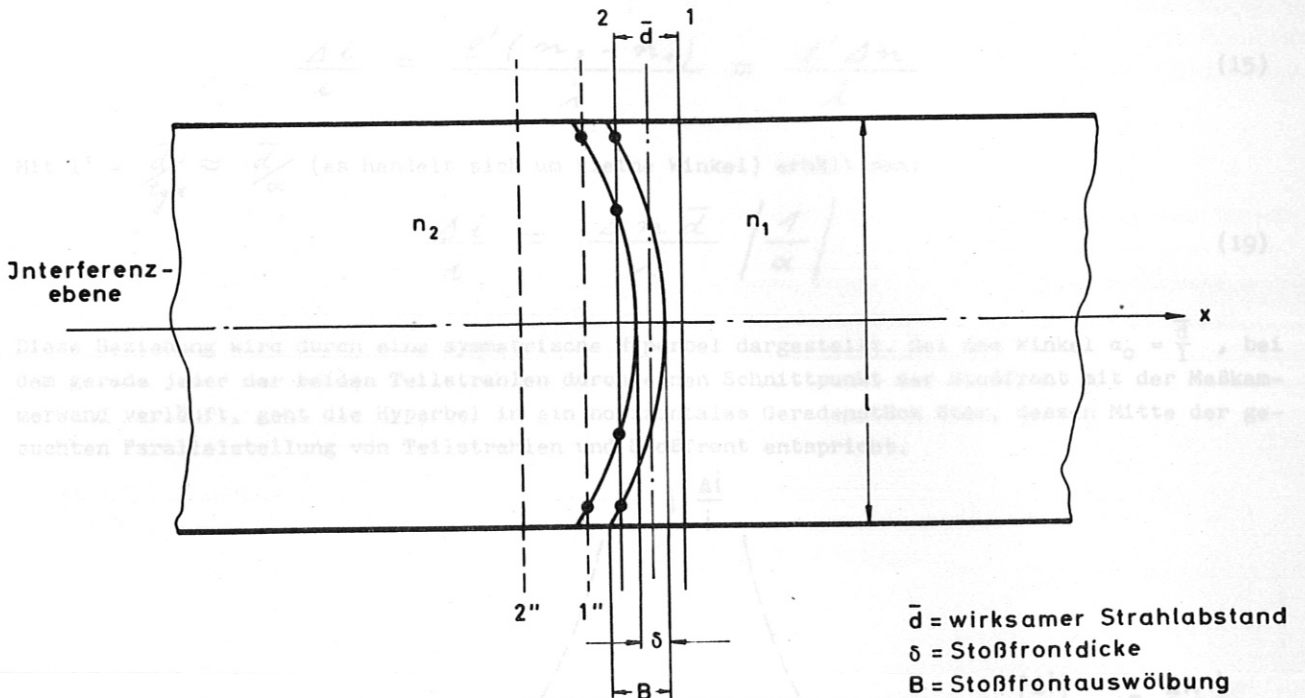


Abb. 4: Einfluss der Stoßfrontauswölbung auf die Streifenverschiebung

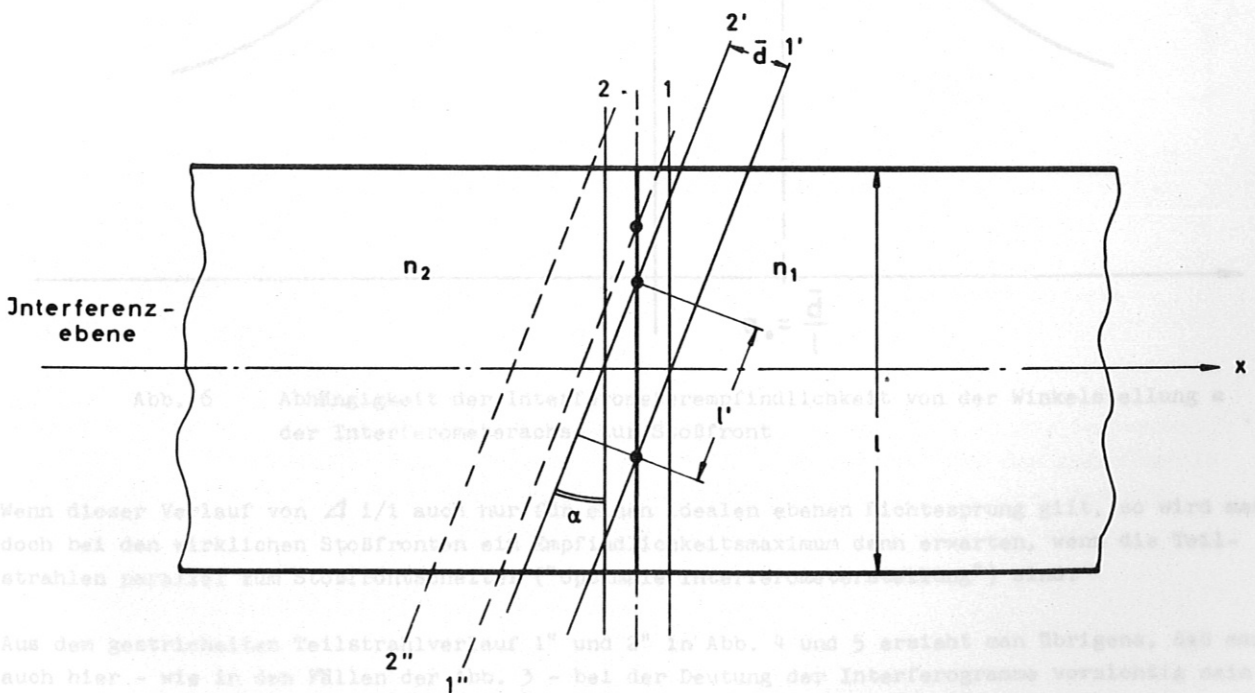


Abb. 5: Einfluss des schiefen Strahldurchsatzes auf die Streifenverschiebung (Stoßfront = ebener Dichtesprung)

sche Wegdifferenz der Teilstrahlen (ähnlich wie bei dem vorhergehenden Effekt - hier jedoch schon bei ebener Stoßfront -) verringert wird (siehe Abb. 5). Man kann durch Variation des Winkels zwischen Interferometer- und Stoßfrontachse die Stellung herausfinden, in der die Strahlen parallel zur Stoßfront laufen. Die Abbildungen 5 und 6 veranschaulichen das Verfahren. Es ist:

$$\frac{\Delta i}{i} = \frac{l'(n_2 - n_1)}{\lambda} = \frac{l' \Delta n}{\lambda} \quad (15)$$

Mit $l' = \frac{\bar{d}}{\operatorname{tg} \alpha} \approx \frac{\bar{d}}{\alpha}$ (es handelt sich um kleine Winkel) erhält man:

$$\frac{\Delta i}{i} = \frac{\Delta n \bar{d}}{\lambda} \left| \frac{1}{\alpha} \right| \quad (19)$$

Diese Beziehung wird durch eine symmetrische Hyperbel dargestellt. Bei dem Winkel $\alpha_0 = \frac{\bar{d}}{l}$, bei dem gerade jeder der beiden Teilstrahlen durch einen Schnittpunkt der Stoßfront mit der Meßkammerwand verläuft, geht die Hyperbel in ein horizontales Geradenstück über, dessen Mitte der gesuchten Parallelstellung von Teilstrahlen und Stoßfront entspricht.

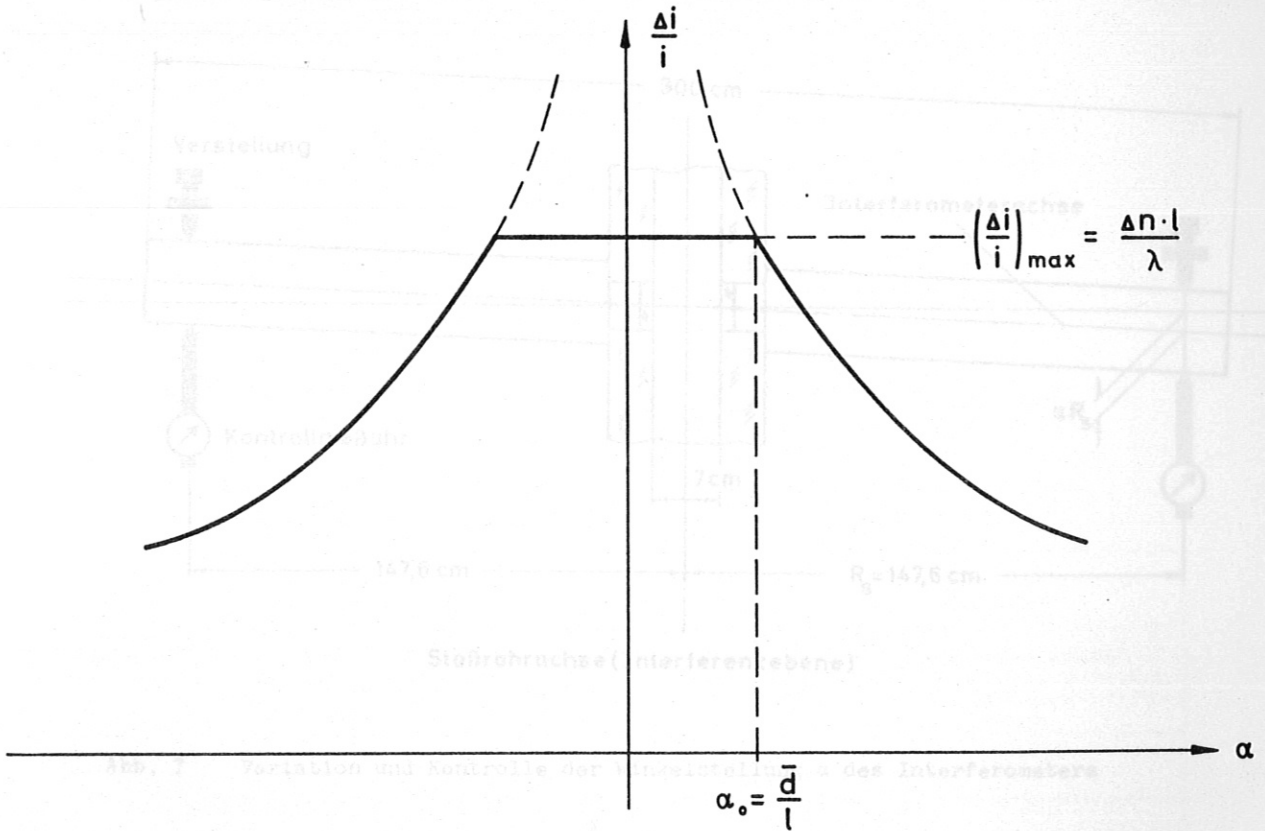


Abb. 6 Abhängigkeit der Interferometerempfindlichkeit von der Winkelstellung α der Interferometerachse zur Stoßfront

Wenn dieser Verlauf von $\Delta i/i$ auch nur für einen idealen ebenen Dichtesprung gilt, so wird man doch bei den wirklichen Stoßfronten ein Empfindlichkeitsmaximum dann erwarten, wenn die Teilstrahlen parallel zum Stoßfrontscheitel ("optimale Interferometerstellung") sind.

Aus dem gestrichelten Teilstrahlverlauf 1" und 2" in Abb. 4 und 5 ersieht man übrigens, daß man auch hier - wie in den Fällen der Abb. 3 - bei der Deutung der Interferogramme vorsichtig sein muß. Man beobachtet eine Streifenverschiebung auch an solchen Punkten der Interferenzebene, die außerhalb der Stoßfront liegen, da einer der beiden Teilstrahlen noch in die Stoßfront eintauchen kann.

2. Versuchsaufbau

a. Meßkammer

Für die D.I.-Untersuchungen wurde eine Plexiglaskammer mit einem quadratischen Innenquerschnitt von $7 \times 7 \text{ cm}^2$ und einer Wandstärke von ca. 5 cm benutzt. Da die optische Qualität der Plexiglas-Wände für D.I.-Aufnahmen nicht ausreichte, wurden kreisförmige Interferometerfenster mit ca. 4 cm Durchmesser und 1 cm Dicke in die Meßkammerwände eingesetzt. Die Fenster wurden aus verschiedenen Gründen exzentrisch angebracht, so daß im oberen Teil des Bildfeldes der Meßkammerrand erscheint.

b. Mechanischer Aufbau des Interferometers

Das Interferometer wurde auf eine 3 m lange U-Schiene montiert, die horizontal drehbar befestigt war und mit den Enden auf Gleitschienen auflag. Die gedachte Verlängerung der Drehachse ging durch die Mitte der Meßkammer. Mit dieser Anordnung wurde die Variation des Winkels α zwischen Stoßfront und Interferometerachse und die optimale Orientierung der Teilstrahlen zur Front ermöglicht.

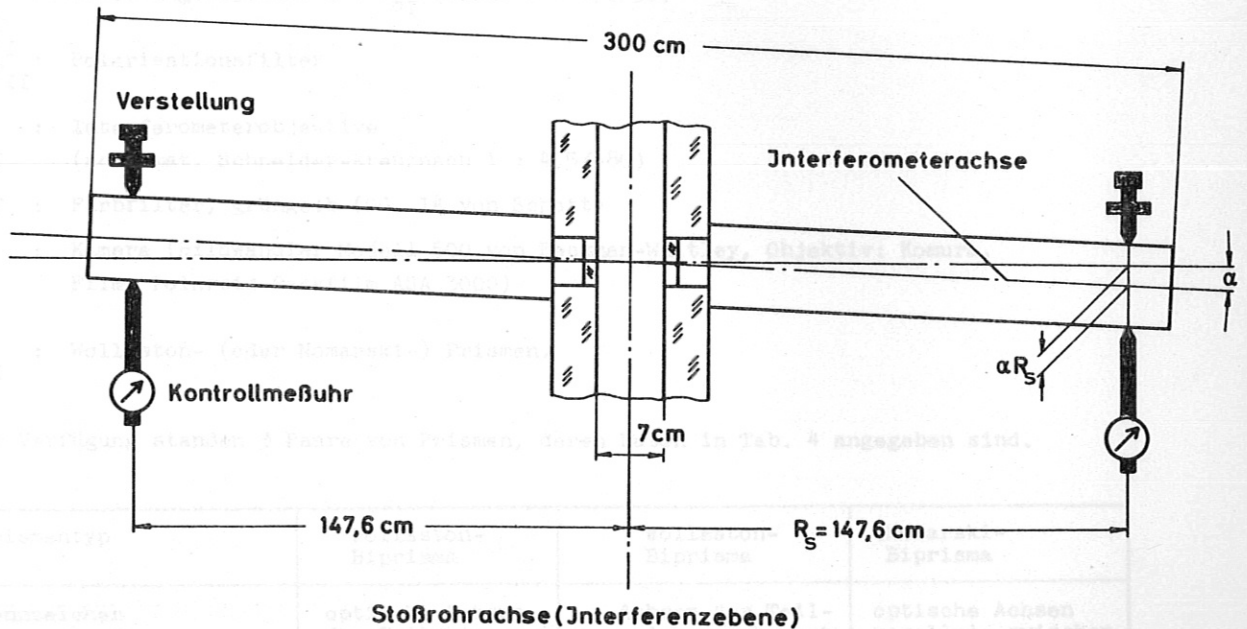


Abb. 7 Variation und Kontrolle der Winkelstellung α des Interferometers

Die Schienenstellung α wurde mittels einer Meßuhr (Genauigkeit $\pm 5/1000$), die im Abstand $R_s = 147,6 \text{ cm}$ vom Drehpunkt saß, abgelesen (Abb. 7). Eine symmetrisch auf dem gegenüberliegenden Arm der Interferometerschiene angebrachte Meßuhr diente zur Kontrolle, daß sich das Interferometer frei drehte und keine Verbiegungen und Verspannungen auftraten.

c. Daten des optischen Aufbaues

Es wurde ein symmetrischer Interferometeraufbau gewählt, d.h.:

$$f_{oI} = f_{oII} = f = 480 \text{ mm}$$

$$w_I = w_{II} = w = 13 \text{ mm} \quad (8^\circ\text{-Quarzprismen})$$

$$e = a/2 = 300 \text{ mm}$$

Die optische Anordnung zeigt Abb. 8:

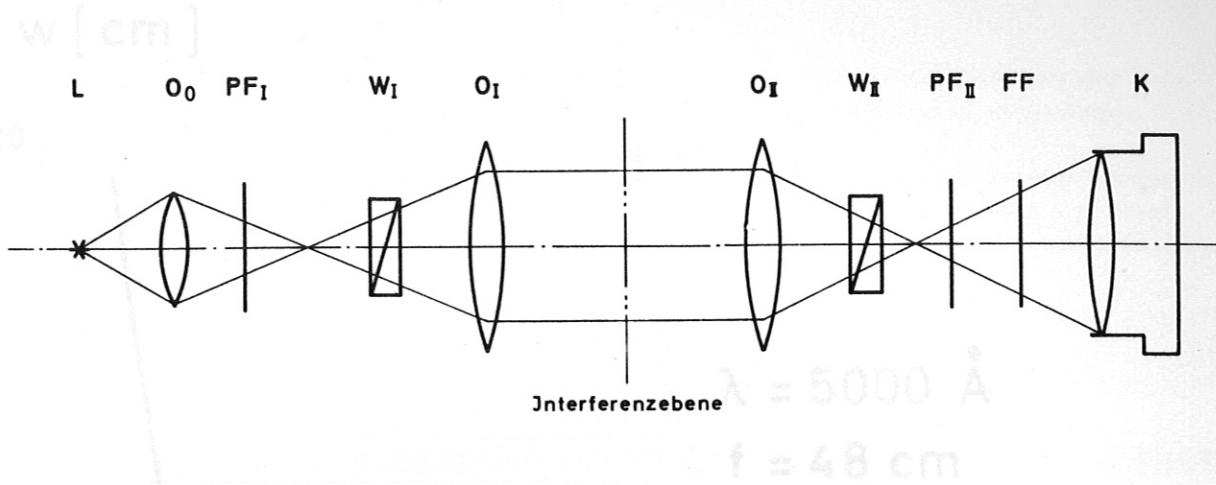


Abb. 8 Interferometeraufbau (schematisch)

- L : Lichtquelle (Funkenstrecke)
- O₀ : Abbildungsobjektiv L → F_{O_I} (Xenar 1 : 1,9/50)
- P_{F_I}
P_{F_{II}} : Polarisationsfilter
- O_I : Interferometerobjektive
- O_{II} (Achromat, Schneider-Kreuznach 1 : 4,5/480)
- F.F. : Farbfilter, grün-gelb (GG. 14 von Schott)
- K : Kamera (Bildwandler Modell 500 von Beckman-Whitley, Objektiv: Komura, Film: Polaroid-Packfilm ASA 3000)
- W_I
W_{II} : Wollaston- (oder Nomarski-) Prismen.

Zur Verfügung standen 3 Paare von Prismen, deren Daten in Tab. 4 angegeben sind.

Prismtyp	Wollaston-Biprisma	Wollaston-Biprisma	Nomarski-Biprisma
Kennzeichen	optische Achsen der Teilprismen gekreuzt	Achsen der Teilprismen gekreuzt	optische Achsen parallel, zwischen Teilprismen - $\lambda/2$ -Plättchen
Material	Quarz	Quarz	Kalkspat
Mittl. Brechungsindex \bar{n} ($\lambda = 5000\text{\AA}$)	1,5528	1,5528	1,5775
Keilwinkel	2°	8°	2°
ϵ_0 (Rad)	$0,335 \cdot 10^{-3}$	$1,34 \cdot 10^{-3}$	$6,02 \cdot 10^{-3}$
Mittl. Strahlabstand d (mm) (für f = 48 cm, $\lambda = 5000 \text{ \AA}$)	0,287 (w = 5 cm)	1,26 (w = 1 cm)	5,8
Biprismendicke (mm)	10	10	8 incl. Schutzglas

Tab. 4 Prismendaten

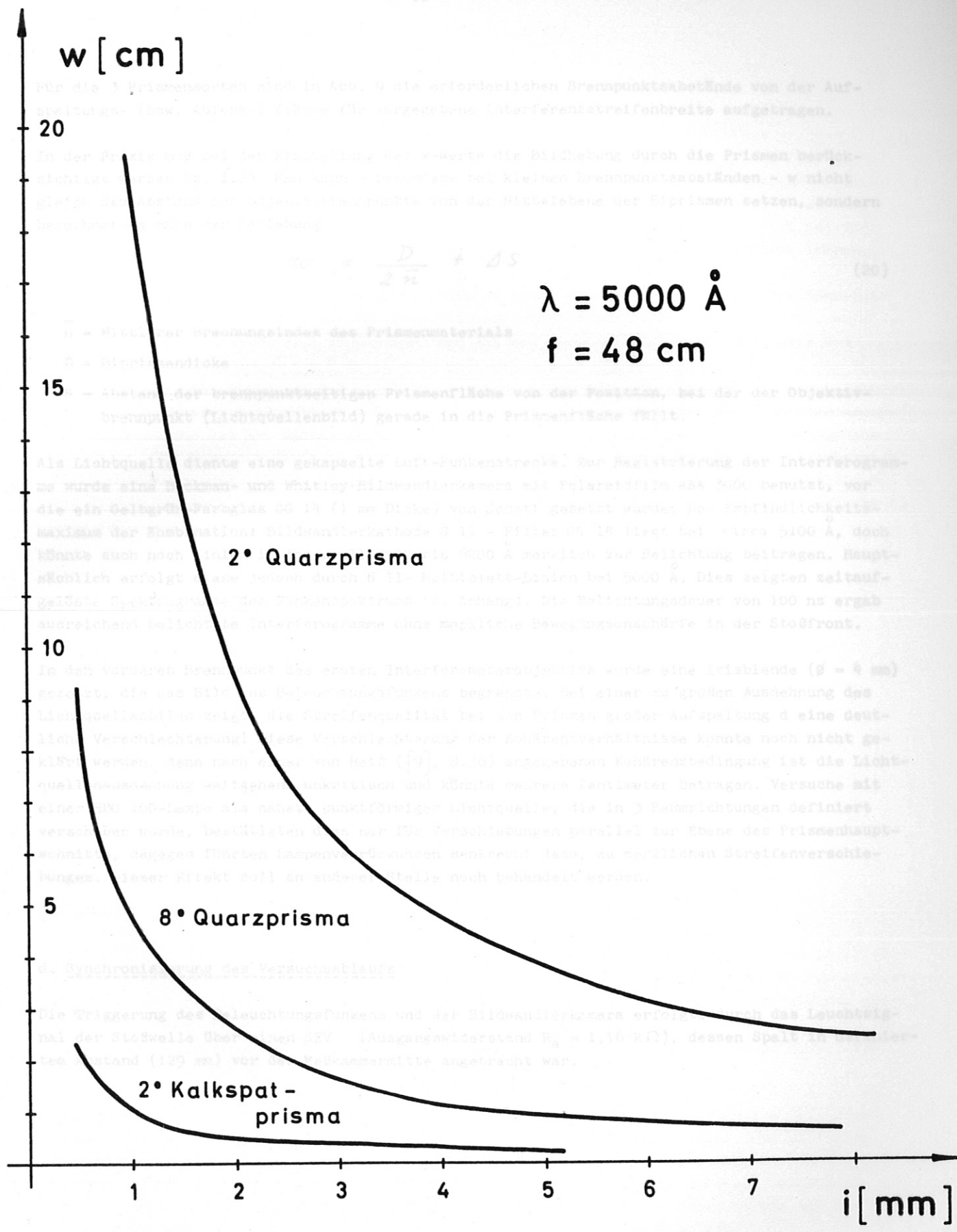


Abb. 9 Erforderliche Prismenstellung w für vorgegebene Streifenabstände i bei symmetrischem Interferometer

Für die 3 Prismensorten sind in Abb. 9 die erforderlichen Brennpunktswerte von der Aufspaltungs- (bzw. Ablenk-) fläche für vorgegebene Interferenzstreifenbreite aufgetragen.

In der Praxis muß bei der Einstellung der w -Werte die Bildhebung durch die Prismen berücksichtigt werden (s. I.2). Man kann - besonders bei kleinen Brennpunktswerten - w nicht gleich dem Abstand der Objektivbrennpunkte von der Mittelebene der Biprismen setzen, sondern berechnet es nach der Beziehung

$$w = \frac{D}{2 \bar{n}} + \Delta S \quad (20)$$

\bar{n} = Mittlerer Brechungsindex des Prismenmaterials

D = Biprismendicke

S = Abstand der brennpunktseitigen Prismenfläche von der Position, bei der der Objektivbrennpunkt (Lichtquellenbild) gerade in die Prismenfläche fällt.

Als Lichtquelle diente eine gekapselte Luft-Funkenstrecke. Zur Registrierung der Interferogramme wurde eine Beckman- und Whitley-Bildwandlerkamera mit Polaroidfilm ASA 3000 benutzt, vor die ein Gelbgrün-Farbglass GG 14 (1 mm Dicke) von Schott gesetzt wurde. Das Empfindlichkeitsmaximum der Kombination: Bildwandlerkathode S 11 - Filter GG 14 liegt bei circa 5100 Å, doch könnte auch noch Linien im Intervall 4900 bis 6200 Å merklich zur Belichtung beitragen. Hauptsächlich erfolgt diese jedoch durch N II-Multiplett-Linien bei 5000 Å. Dies zeigten zeitaufgelöste Spektrogramme des Funkenspektrums (s. Anhang). Die Belichtungsdauer von 100 ns ergab ausreichend belichtete Interferogramme ohne merkliche Bewegungsunschärfe in der Stoßfront.

In den vorderen Brennpunkt des ersten Interferometerobjektivs wurde eine Irisblende ($\phi = 4$ mm) gesetzt, die das Bild des Beleuchtungsfunkens begrenzte. Bei einer zu großen Ausdehnung des Lichtquellenbilds zeigte die Streifenqualität bei den Prismen großer Aufspaltung d eine deutliche Verschlechterung! Diese Verschlechterung der Kohärenzverhältnisse konnte noch nicht geklärt werden, denn nach einer von Heiß ([9], S.36) angegebenen Kohärenzbedingung ist die Lichtquellenausdehnung weitgehend unkritisch und könnte mehrere Zentimeter betragen. Versuche mit einer HBO 100-Lampe als nahezu punktförmiger Lichtquelle, die in 3 Raumrichtungen definiert verschoben wurde, bestätigten dies nur für Verschiebungen parallel zur Ebene des Prismenhauptschnitts, dagegen führten Lampenverrückungen senkrecht dazu, zu merklichen Streifenverschiebungen. Dieser Effekt soll an anderer Stelle noch behandelt werden.

d. Synchronisierung des Versuchsablaufs

Die Triggerung des Beleuchtungsfunkens und der Bildwandlerkamera erfolgte durch das Leuchtsignal der Stoßwelle über einen SEV (Ausgangswiderstand $R_a = 1,16$ k Ω), dessen Spalt in definierbarem Abstand (129 mm) vor der Meßkammermitte angebracht war.

3. Versuchsausführung und Ergebnisse

a. Stoßfrontstruktur in Argon für einen festen Ausgangsdruck vor der Stoßfront

Für die Untersuchung der Stoßfrontstruktur erwies sich der Ausgangsdruck $p_0 = 5$ Torr (entspricht bei $p_4 = 100$ Atm. $M = 9,94$) als optimal. Für $p_0 < 2$ Torr ist die Streifenverschiebung bei den vorgegebenen Meßkammerdaten kaum mehr meßbar (s. Abb. 14a), für $p_0 > 10$ Torr ist die Streifenverschiebung erheblich größer als die Streifenbreite, so daß sich bei der erreichbaren Bildqualität die Streifen in der Stoßfront nicht mehr identifizieren lassen.

Zur Justierung des Interferometers wurde zunächst gemäß II.1 das Maximum der Streifenablenkung, welches der optimalen Interferometerstellung relativ zur Stoßfront entspricht, aufgesucht. Benützt wurden hierbei 8° -Quarzprismen mit der Streifenneigung 10° und damit dem wirksamen Strahlabstand $\bar{d} = 0,2$ mm ($f = 48$ cm). Bei dieser kleinen Aufspaltung ist die Streifenauslenkung sehr klein, so daß die Resultate eine große mittlere Streuung aufweisen (Abb.11). Die eingezeichneten Meßpunkte sind Mittelwerte aus den Auswertungen der verschiedenen Interferenzordnungen, bei den Bankstellungen 0 und 10 mm wurde zusätzliche über mehrere Schüsse gemittelt. Die Meßkurve wurde so eingezeichnet, daß sie bei glattem Verlauf den Streubereich sämtlicher Meßpunkte trifft. Sie zeigt ein ziemlich flaches Maximum bei der Bankstellung 4,5 mm. Von dieser Stellung aus wurde die Variation der Prismenwinkel vorgenommen (Interferogramme in Abb. 12).

Die Ergebnisse können aus Tab. 5 und Abb. 13 entnommen werden.

ω°	$\hat{=}$	\bar{d} (mm)	$\Delta i/i$
10		0,21	0,22
20		0,41	0,40
30		0,61	0,64
45		0,85	0,68
60		1,04	0,71

Tab. 5 Abhängigkeit der Streifenverschiebung von dem wirksamen Strahlabstand

Die verschiedenen Meßpunkte bei einigen Prismenstellungen gehören zu verschiedenen Interferogrammen. Jeder Punkt wurde durch Mittelung über die Streifenverschiebung mehrerer Interferenzordnungen des gleichen Interferogramms gewonnen. In Tabelle 5 sind dann die Mittelwerte aus allen Messungen bei einer Winkelstellung angegeben. Diese wurden zur Zeichnung der Kurve in Abb. 13 benutzt. Die angegebenen Fehlergrenzen sind die mittleren quadratischen Fehler der $\Delta i/i$ -Werte in Tabelle 5.

Die Kurve in Abb. 13 zeigt bis zu Strahlabständen $\bar{d} \approx 0,65$ (Winkelstellung $\omega = 30^\circ$) einen raschen Anstieg und geht von da ab in einen fast horizontalen Verlauf über. Man mißt also bei optimaler Interferometerstellung den vollen Dichtesprung über die Stoßfront von $\bar{d} = 0,65$ mm an. Der weiter vorne angegebene Schätzwert $B = 0,5$ mm erscheint also durchaus vernünftig. Damit wird aber auch erkennbar, daß die Meßmethode offensichtlich nur Rückschlüsse auf die Wirkung der Stoßfrontauswölbung B und nicht mehr auf die Profildicke δ zuläßt.

Hier soll nun noch kurz die Genauigkeit der vorliegenden Messungen diskutiert werden. Die Streifenverschiebungen innerhalb der einzelnen Interferogramme streuten zum Teil beträchtlich.

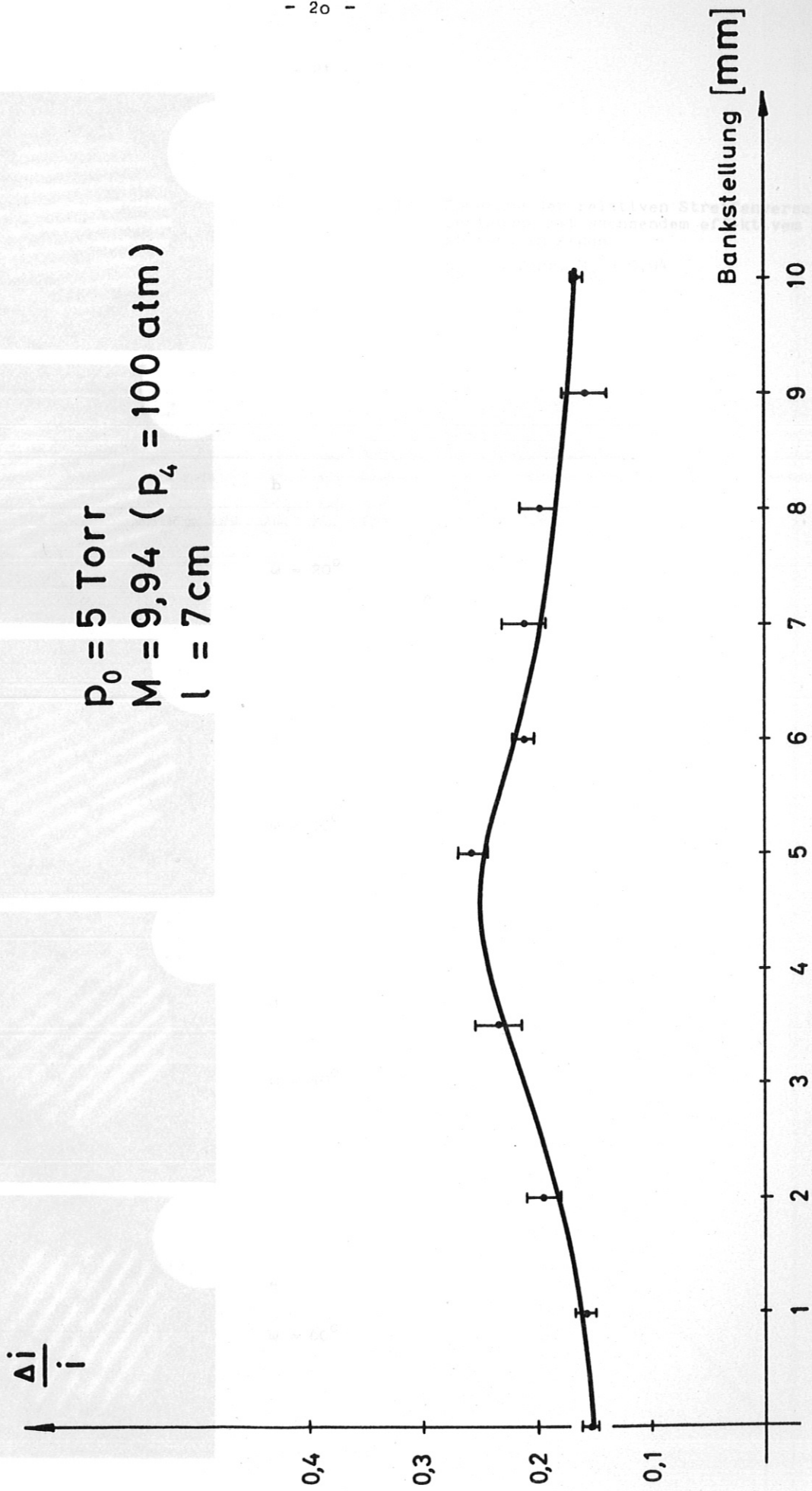
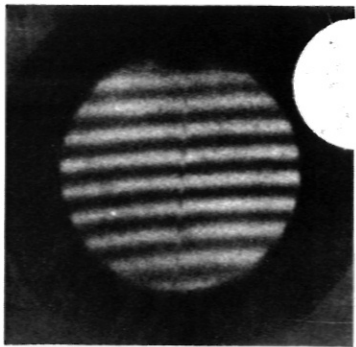
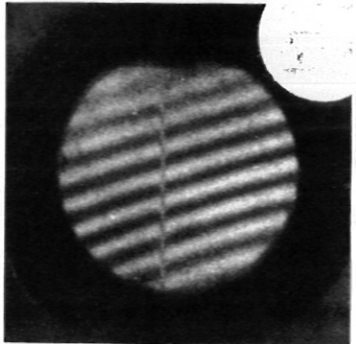


Abb. 11 Variation der relativen Streifenverschiebung mit der Winkelstellung der optischen Bank



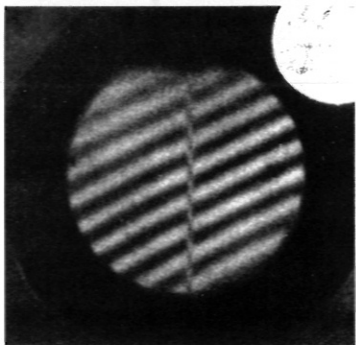
a Abb. 12 Änderung der relativen Streifenverschiebung mit wachsendem effektivem Strahl-
abstand in Argon
 $p_0 = 5 \text{ Torr}, M_S = 9,94$

$\omega = 10^\circ$



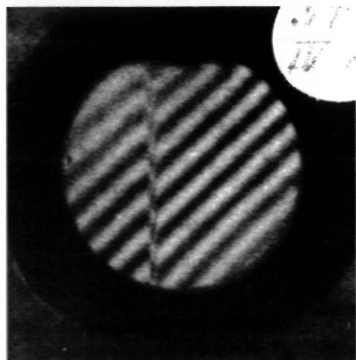
b

$\omega = 20^\circ$



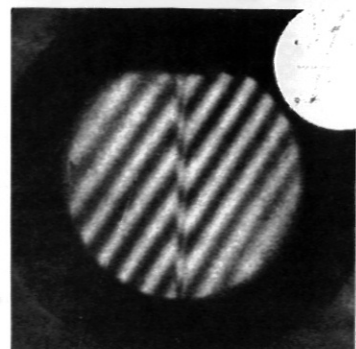
c

$\omega = 30^\circ$



d

$\omega = 40^\circ$



e

$\omega = 60^\circ$

$\bar{d} \text{ [mm]}$

10

0.5

0.1

Abb. 13 Variation der relativen Streifenverschiebung mit dem effektivem Teil-
strahlensabstand bei optischer Interferenzverstellung

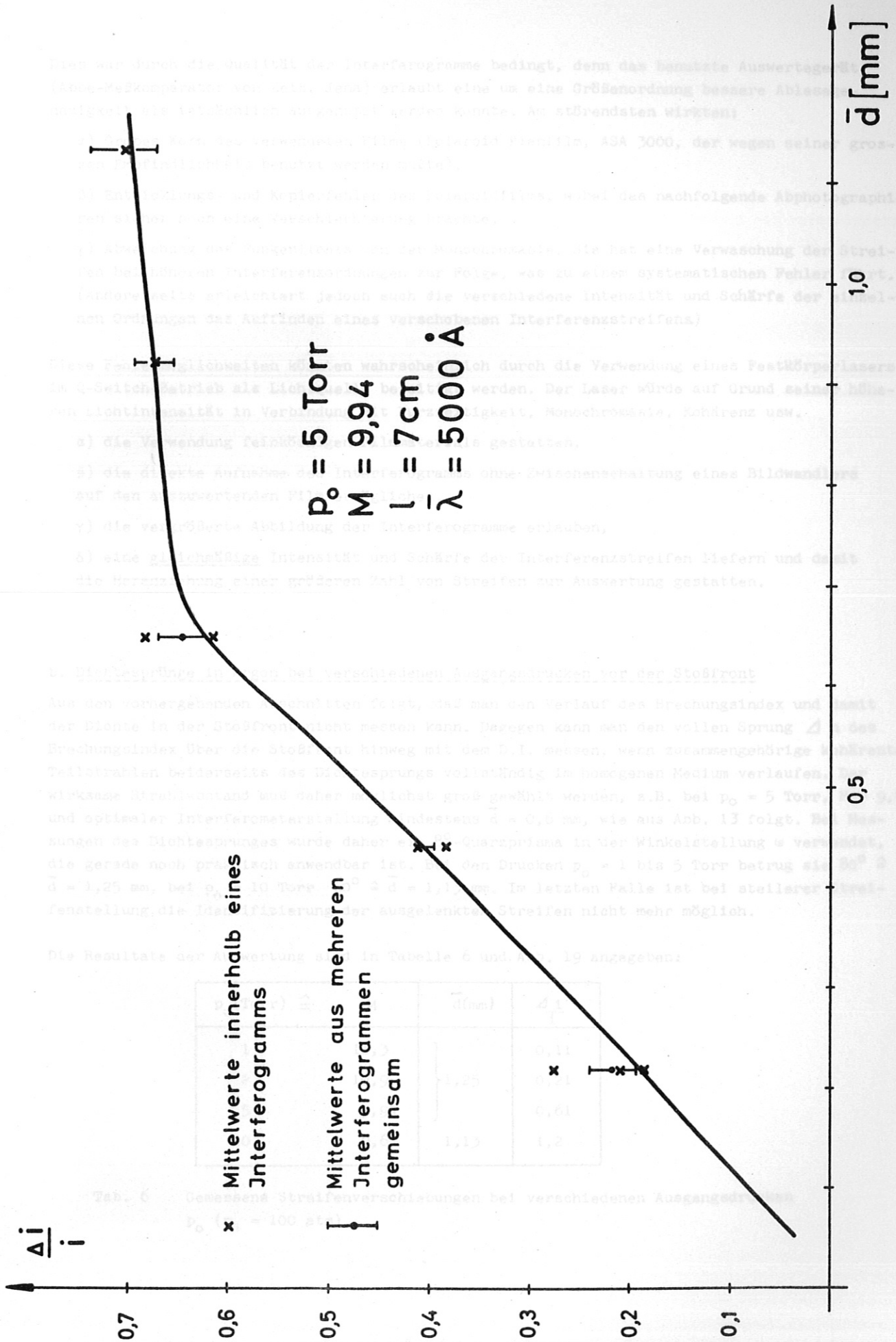


Abb. 13 Variation der relativen Streifenverschiebung mit dem effektiven Teilstrahlenabstand bei optimaler Interferometerstellung

Dies war durch die Qualität der Interferogramme bedingt, denn das benutzte Auswertegerät (Abbe-Meßkomparator von Zeiß, Jena) erlaubt eine um eine Größenordnung bessere Ablesegenauigkeit als tatsächlich ausgenutzt werden konnte. Am störendsten wirkten:

- α) Grobes Korn des verwendeten Films (Polaroid Planfilm, ASA 3000, der wegen seiner grossen Empfindlichkeit benutzt werden mußte),
- β) Entwicklungs- und Kopierfehler des Polaroidfilms, wobei das nachfolgende Abphotographieren sicher noch eine Verschlechterung brachte,
- γ) Abweichung des Funkenlichts von der Monochromasie. Sie hat eine Verwaschung der Streifen bei höheren Interferenzordnungen zur Folge, was zu einem systematischen Fehler führt. (Andererseits erleichtert jedoch auch die verschiedene Intensität und Schärfe der einzelnen Ordnungen das Auffinden eines verschobenen Interferenzstreifens)

Diese Fehlermöglichkeiten könnten wahrscheinlich durch die Verwendung eines Festkörperlasers im Q-Switch-Betrieb als Lichtquelle beseitigt werden. Der Laser würde auf Grund seiner höheren Lichtintensität in Verbindung mit Kurzzeitigkeit, Monochromasie, Kohärenz usw.

- α) die Verwendung feinkörnigen Filmmaterials gestatten,
- β) die direkte Aufnahme des Interferogramms ohne Zwischenschaltung eines Bildwändlers auf den auszuwertenden Film ermöglichen,
- γ) die vergrößerte Abbildung der Interferogramme erlauben,
- δ) eine gleichmäßige Intensität und Schärfe der Interferenzstreifen liefern und damit die Heranziehung einer größeren Zahl von Streifen zur Auswertung gestatten.

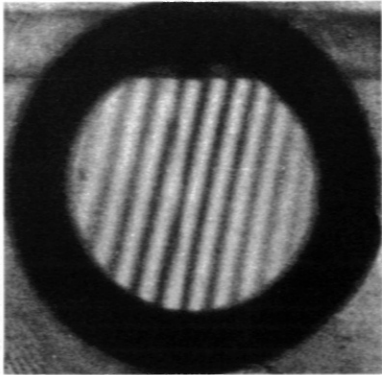
b. Dichtesprünge in Argon bei verschiedenen Ausgangsdrucken vor der Stoßfront

Aus den vorhergehenden Abschnitten folgt, daß man den Verlauf des Brechungsindex und damit der Dichte in der Stoßfront nicht messen kann. Dagegen kann man den vollen Sprung Δn des Brechungsindex über die Stoßfront hinweg mit dem D.I. messen, wenn zusammengehörige kohärente Teilstrahlen beiderseits des Dichtesprungs vollständig im homogenen Medium verlaufen. Der wirksame Strahlabstand muß daher möglichst groß gewählt werden, z.B. bei $p_0 = 5$ Torr, $M = 9,94$ und optimaler Interferometerstellung mindestens $\bar{d} = 0,6$ mm, wie aus Abb. 13 folgt. Bei Messungen des Dichtesprunges wurde daher ein 8° -Quarzprisma in der Winkelstellung ω verwendet, die gerade noch praktisch anwendbar ist. Bei den Drucken $p_0 = 1$ bis 5 Torr betrug sie $80^\circ \hat{=} \bar{d} = 1,25$ mm, bei $p_0 = 10$ Torr $60^\circ \hat{=} \bar{d} = 1,13$ mm. Im letzten Falle ist bei steilerer Streifenstellung die Identifizierung der ausgelenkten Streifen nicht mehr möglich.

Die Resultate der Auswertung sind in Tabelle 6 und Abb. 19 angegeben:

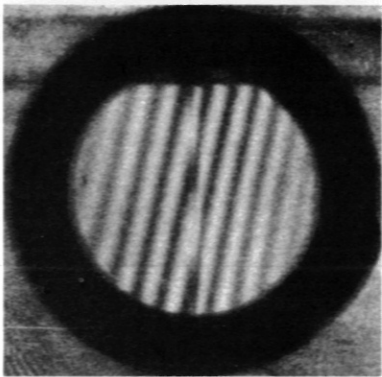
p_0 (Torr) $\hat{=}$	M	\bar{d} (mm)	$\frac{\Delta i}{i}$
1	11,3	} 1,25	0,11
2	10,9		0,21
5	9,94		0,61
10	9,6	1,13	1,2

Tab. 6 Gemessene Streifenverschiebungen bei verschiedenen Ausgangsdrucken p_0 ($p_4 = 100$ atm).



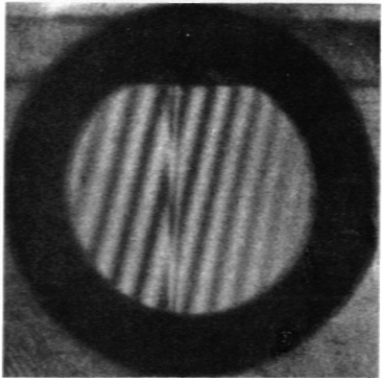
a Abb. 14 Streifenverschiebung bei verschiedenen Ausgangsdrucken p_0 ($p_4 = 100 \text{ atm}$)

$p_0 = 1 \text{ Torr}$
 $\omega = 80^\circ$



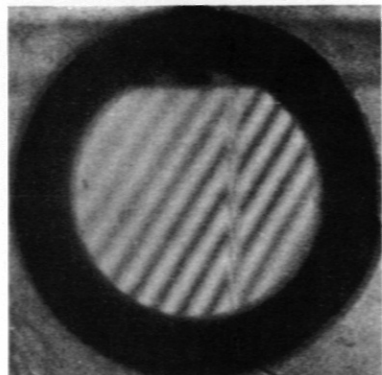
b

$p_0 = 2 \text{ Torr}$
 $\omega = 80^\circ$



c

$p_0 = 5 \text{ Torr}$
 $\omega = 80^\circ$



d

$p_0 = 10 \text{ Torr}$
 $\omega = 60^\circ$

p_0 [Torr]

50

10

1

Abb. 14. Streifenverschiebung durch die Streifen. In Analogie mit Abb. 13. $b = 7 \text{ cm}$, $\lambda = 5000 \text{ \AA}$. $\omega = 80^\circ$ für $p_0 = 1, 2, 5, 10 \text{ Torr}$.

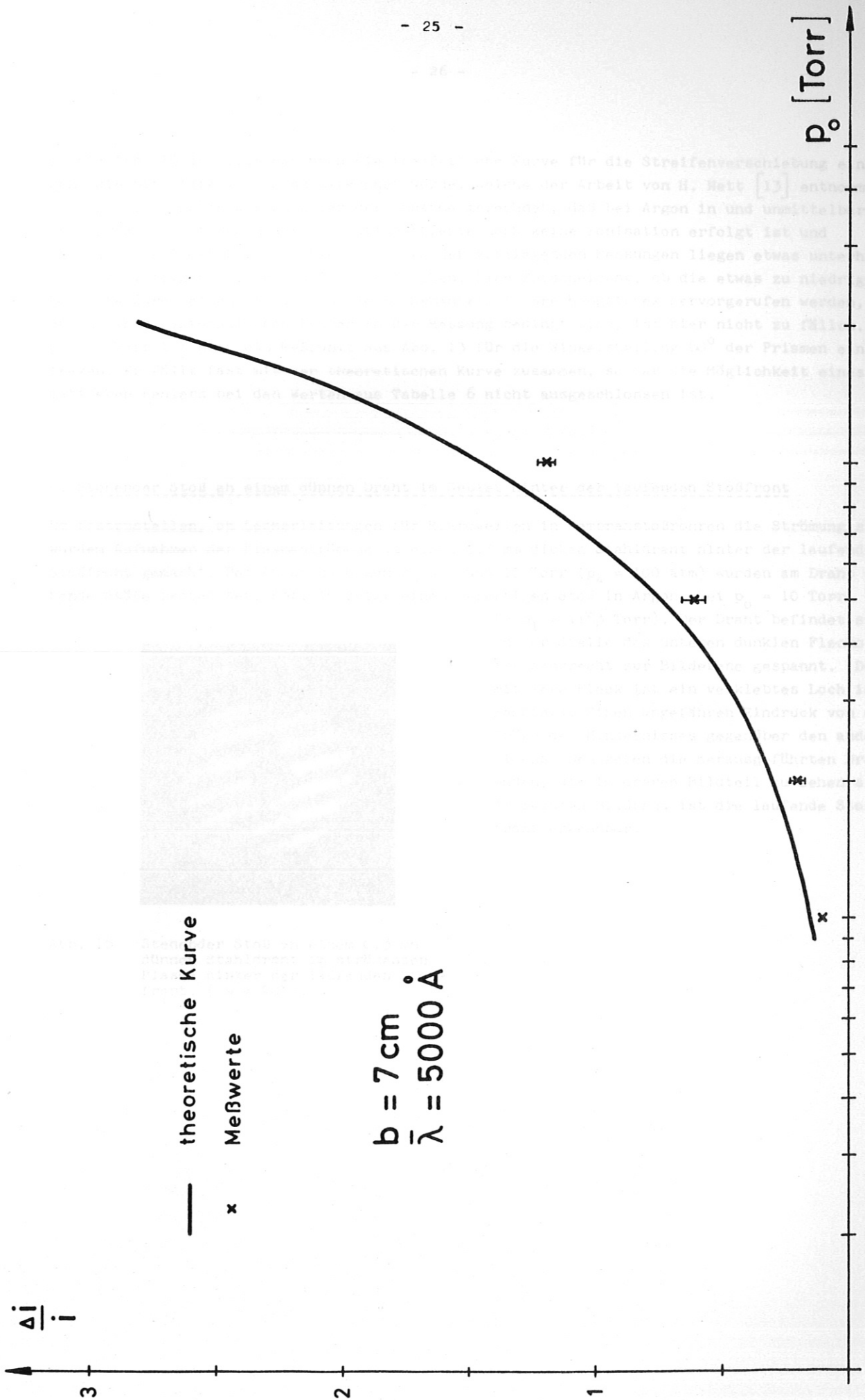


Abb. 15 Streifenverschiebung durch die Stoßfront in Abhängigkeit vom Ausgangsdruck p_0 bei festem Hochdruck p_4 ($= 100 \text{ atm}$).

In die Abb. 15 ist außerdem noch die theoretische Kurve für die Streifenverschiebung eingetragen, die mit Hilfe von Daten berechnet wurde, welche der Arbeit von H. Nett [13] entnommen wurden. Diese Daten wurden unter der Annahme gerechnet, daß bei Argon in und unmittelbar hinter der Stoßfront wegen der Relaxationseffekte noch keine Ionisation erfolgt ist und $\chi = c_p/c_v = 1,648$ beträgt. Die Resultate der vorliegenden Messungen liegen etwas unterhalb der Kurve, folgen ihr jedoch im wesentlichen. Eine Entscheidung, ob die etwas zu niedrigen Meßwerte durch einen merklichen Elektronenanteil im Brechungsindex hervorgerufen werden, oder durch einen systematischen Fehler in der Messung bedingt sind, ist hier nicht zu fällen. Bei $p_0 = 5$ Torr ist noch ein Meßpunkt aus Abb. 13 für die Winkelstellung 60° der Prismen eingetragen. Er fällt fast mit der theoretischen Kurve zusammen, so daß die Möglichkeit eines systematischen Fehlers bei den Werten aus Tabelle 6 nicht ausgeschlossen ist.

c. Stehender Stoß an einem dünnen Draht im Gebiet hinter der laufenden Stoßfront

Um festzustellen, ob Lecherleitungen für Mikrowellen in Membranstoßrohren die Strömung stören, wurden Aufnahmen der Plasmaströmung um einen 0,3 mm dicken Stahldraht hinter der laufenden Stoßfront gemacht. Bei Anfangsdrücken $p_0 = 5$ und 10 Torr ($p_4 = 100$ atm) wurden am Draht stehende Stöße beobachtet. Abb. 16 zeigt einen derartigen Stoß in Argon, bei $p_0 = 10$ Torr

($\hat{=} p_1 = 1163$ Torr). Der Draht befindet sich an der Stelle des unteren dunklen Flecks und ist senkrecht zur Bildebene gespannt. (Der mittlere Fleck ist ein verklebtes Loch im Fenster). Einen ungefähren Eindruck von der Größe des Hindernisses gegenüber den anderen Dimensionen geben die herausgeführten Drahtenden, die im oberen Bildteil zu sehen sind. Am rechten Bildrand ist die laufende Stoßfront erkennbar.

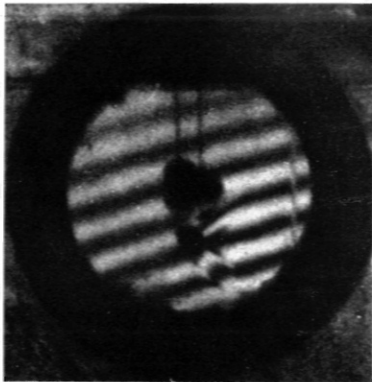


Abb. 16 Stehender Stoß an einem 0,3 mm dünnen Stahldraht im strömenden Plasma hinter der laufenden Stoßfront. ($\omega = 20^\circ$).

Literaturverzeichnis

- [1] G. NOMARSKI, J. de Phys., 16, 95 (1955)
- [2] C. RENET, ONERA, N.T. 23 (1954)
- [3] G. GONTIER, Publ. Sci. Tech. Min. Air Nr. 338 (1957)
- [4] R. CHEVALIERAS, J. LATRON, C. VERET, J. Opt. Soc. Am., 47, 703 (1957)
- [5] M. PHILBERT, Rech. Aeron. 65, 19 (1958)
- [6] H. OERTEL, Proc. 5th Int. Conf. on High-Speed Photography, Washington 1960
- [7] H. OERTEL, ISL, T 17/61
- [8] G. SMEETS, Wissenschaftl. Ber. des Ernst-Mach-Inst. Nr. 3/64
- [9] A. HEISS, IPP, 1/25 (1964)
- [10] H. OERTEL, ISL, Aktennotiz Nr. 3/64
- [11] R.E. DUFF and J.L. YOUNG, Phys. of Fluids 4, 812, (1961)
- [12] A. FROHN, TH-Aachen, Diss. 1964
- [13] H. NETT, IPP, 3/43 (1966).

Anhang

Funkenlichtquelle für das Interferometer

Der Aufbau der Funkenlichtquelle ist in der Abb. 1A schematisch dargestellt. Die Beleuchtungsfunkenstrecke wird aus einem auf 15 kV aufgeladenen Bosch MP-Kondensator mit $C = 7,7 \mu\text{F}$ über eine Schaltfunkenstrecke und zwei parallele Koaxialkabel von je 1 m Länge gespeist. Das Schaltbild der Anordnung zeigt Abb. 2A.

Die Schwingungsdauer der Entladung beträgt ca. $10 \mu\text{s}$, die gesamte Entladungsdauer ca. $60 \mu\text{s}$. Das Leuchtmaximum der Entladung, in welcher der Öffnungsimpuls des Bildwandlers mit höchstens $\pm 0,5 \mu\text{s}$ Abweichung gelegt werden muss, liegt etwa im ersten Maximum des Entladungsstromes.

Zur Auswahl eines geeigneten Farbfilters für die Interferenzaufnahmen wurde die Funkenlichtquelle kurzzeitspektroskopisch untersucht. Verwendet wurde hierbei ein Steinheil GH-Drei Prismenspektrograph. Zur Aufzeichnung des Spektrums und als Kurzzeitverschluss wurde die gleiche Beckmann und Whitley-Bildwandlerkamera (Modell 500) benutzt wie für die Interferogrammaufnahmen. Der interessierende Wellenlängenbereich des Spektrums wurde von der Plattenebene des Spektrographen mittels einer Vorsatzlinse (als "Lupe") vor dem Bildwandlerobjektiv auf die Photokathode der Bildwandlerröhre abgebildet. Abb. 3A zeigt das Funkenspektrum im Bereich von etwa 4700 bis 5700 Å. (Diese Aufnahme - wie auch die folgende (Abb. 4A) - entstand durch mehrfache Belichtung des Films jeweils im gleichen Zeitpunkt der Funkenentladung, was aufgrund der guten Reproduzierbarkeit von Entladung und Triggerung möglich war.) Abb. 4A zeigt den gleichen Spektralausschnitt bei Verwendung eines Gelbgrünfilters GG 14 vor dem Spektrographen. Das Filter lässt im wesentlichen nur die stark verbreiterten N II-Multipletts bei 5000 Å und bei 5180 Å durch, deren Intensität für die Belichtung der Interferogramme gut ausreicht. Man kann bei der Auswertung der Interferogramme mit einer mittleren Wellenlänge $\bar{\lambda} = 5000 \text{ Å}$ rechnen; die hiermit verbundene Ungenauigkeit beträgt höchstens 2 %.

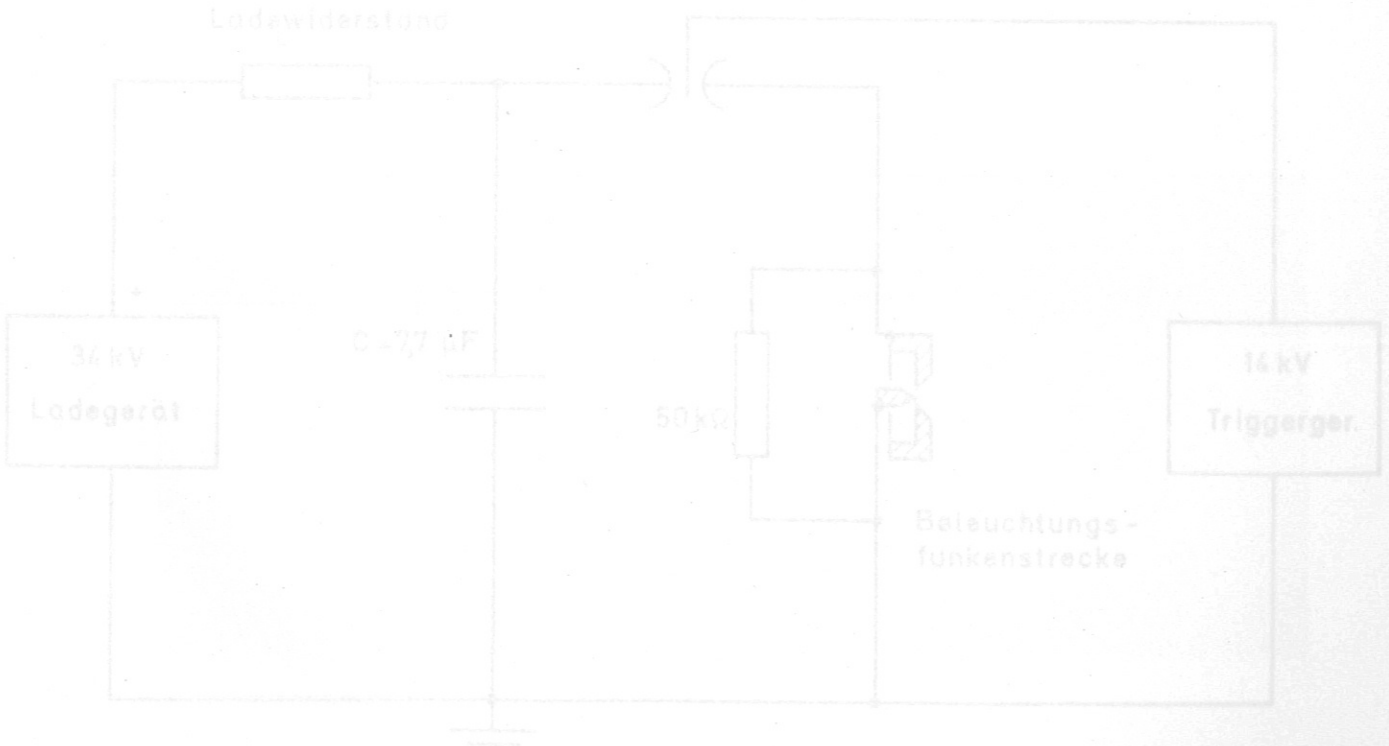


Abb. 2 A Schaltkreis der Beleuchtungsfunkenstrecke

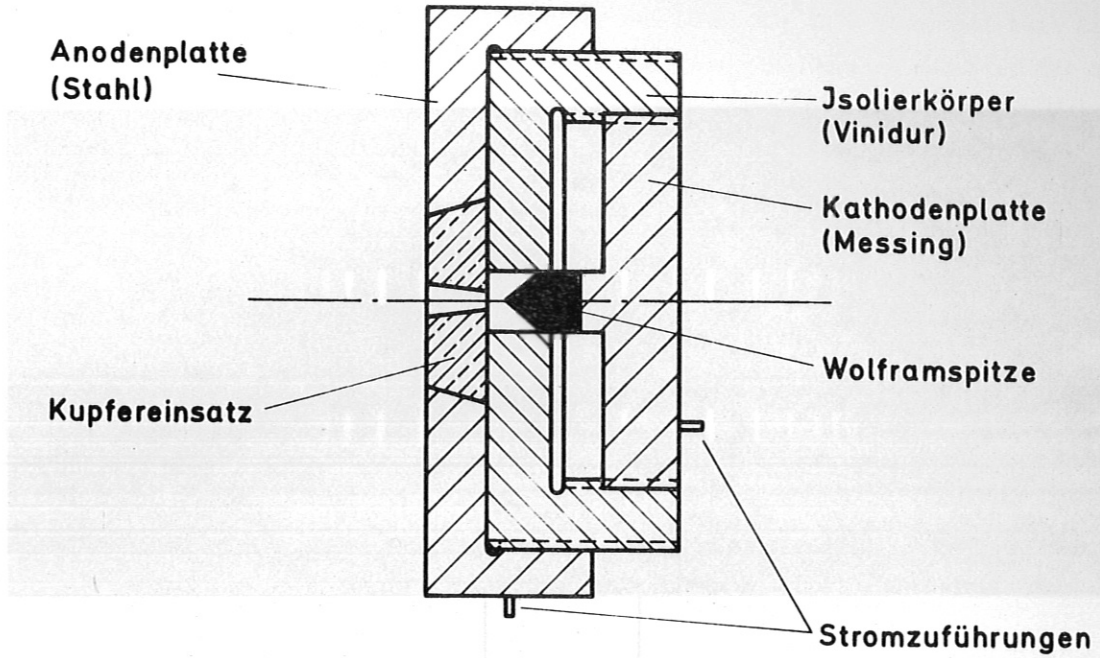


Abb. 1 A Gekapselte Beleuchtungsfunkenstrecke (schematisch)

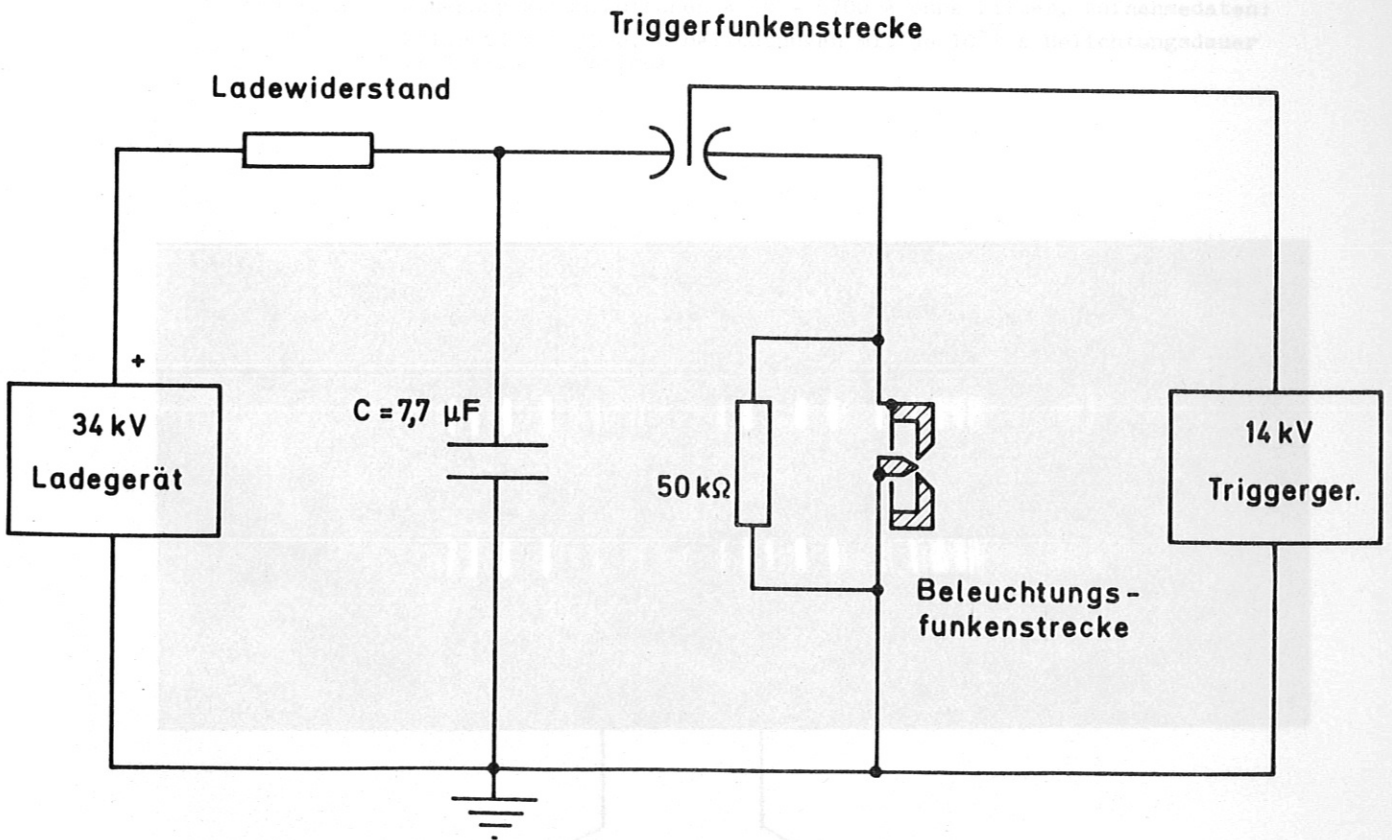


Abb. 2 A Entladungskreis der Beleuchtungsfunkenstrecke

5000 A 5180 A

Der Verfasser dankt den Herren Schmidt, Steffes und Uebel für ihre Mitarbeit beim Aufbau der Meßapparatur und der Durchführung der Messungen. Herrn No Gornick dankt er für die

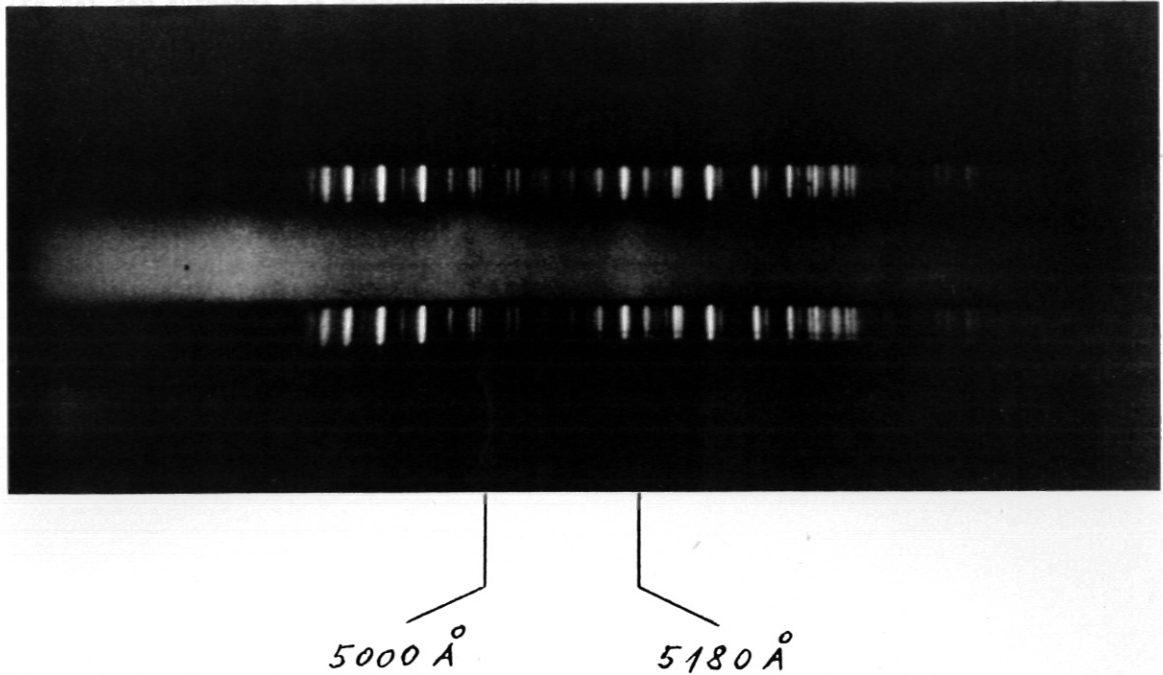


Abb. 3 A Funkenspektrum zwischen 4700 - 5700 Å ohne Filter, Aufnahmedaten: Polaroid ASA 3000, 6 Belichtungen mit je 10^{-7} s Belichtungsdauer im Entladungsmaximum

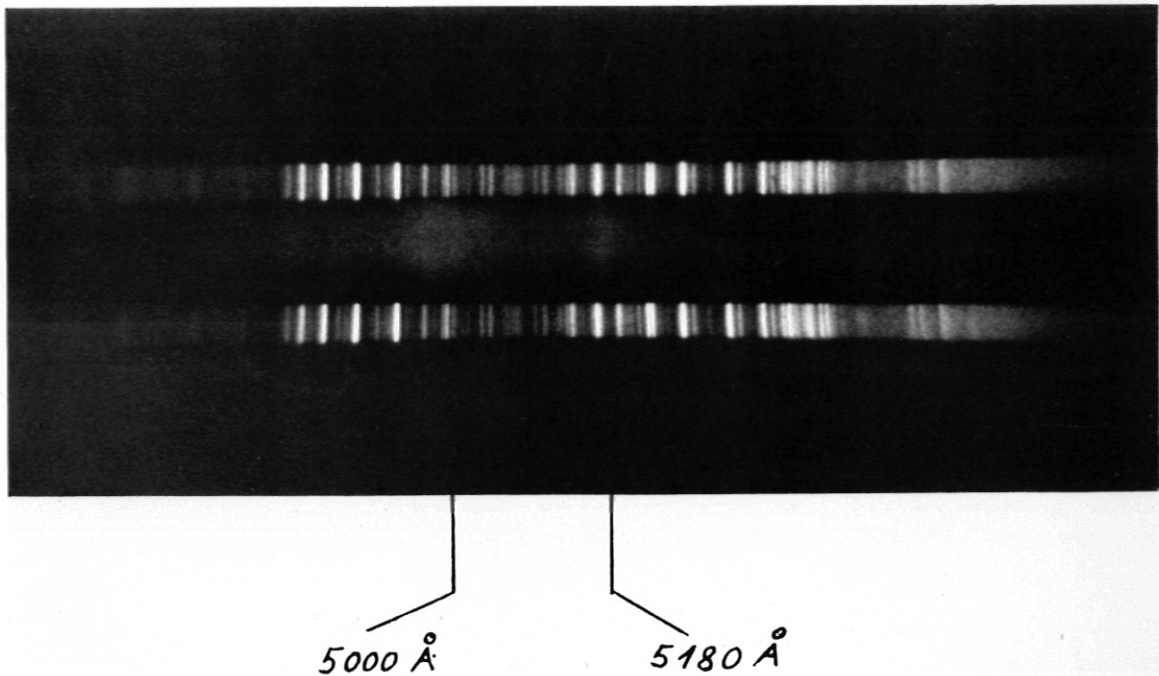


Abb. 4 A Funkenspektrum zwischen 4700 bis 5700 Å mit Filter GG 14 (Aufnahmedaten wie bei Abb. 3 A).

Der Verfasser dankt den Herren Schmidt, Steffes und Löbel für ihre Mitarbeit beim Aufbau der Meßapparatur und der Durchführung der Messungen. Herrn Mc Cormick dankt er für die Hilfe bei der Aufnahme des Funkenspektrums.