

Interner Bericht
DESY F41
HASYLAB 80/01
Januar 1980

INTERFEROMETRISCHE PRÜFUNGEN VON SPIEGELOBERFLÄCHEN

von

Sigrid Bernstorff



"DIE VERANTWORTUNG FÜR DEN INHALT
DIESES INTERNEN BERICHTES LIEGT
AUSSCHLIESSLICH BEIM VERFASSER."

Sigrid Bernstorff

INTERFEROMETRISCHE PRÜFUNGEN VON SPIEGELOBERFLÄCHEN

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung	1
1. Interferenz und Kohärenz	3
1.1 Zeitliche Kohärenz	5
1.2 Räumliche Kohärenz	5
1.3 Kohärenz und Monochromasie	7
1.4 Sichtbarkeit von Interferenzstreifen	8
2. Interferometertypen	9
3. Funktionsweise der Interferometer	10
3.1 Das Michelson-Interferometer	10
3.1.1 Betrieb mit divergentem Licht	11
3.1.2 Betrieb mit parallelem Licht	13
3.2 Das Mach-Zehnder-Interferometer	15
3.3 Das Point-Diffraction-Interferometer (PDI)	15
4. Experimenteller Aufbau	18
4.1 Interferometerkomponenten und ihre Dimensionierung	18
4.1.1 Michelson- bzw. Mach-Zehnder-Aufbau	18
4.1.2 PDI-Aufbau	20
4.2 Justierung	22
4.2.1 Justierung des Michelsoninterferometers	22
4.2.2 Justierung des Mach-Zehnder-Interferometers	24
4.2.3 Justierung des PDI	24
5. Auswertung von Interferogrammen	25
5.1 Seidel'sche Aberrationen	25
5.2 Quantitative Analyse	29
5.2.1 Analyse für ebene Testflächen	30
5.2.2 Analyse für sphärische und asphärische Testflächen	30
5.3 Darstellung der Ergebnisse	31
6. Testdurchführung	32
6.1 Test von Planspiegeln	32
6.2 Test eines Schwarzschildobjektives	37
6.3 Test von Linsen	38
6.4 Test asphärischer Spiegel	40
6.4.1 Test der Paraboloid	41
6.4.1.1 Durchführung des Tests	41
6.4.1.2 Ergebnis	45
6.4.2 Test des Toroid	46
6.4.2.1 Durchführung des Tests	46
6.4.2.2 Ergebnis	48

7.		Seite
7.1	Zu den photographischen Aufnahmen, Genauigkeitsbetrachtungen	51
7.2	Verfahren zur Steigerung der Ablese- genauigkeit	51
7.2.1	Vielstrahlinterferenzen	52
7.2.2	Äquidensitometrie	53
7.2.3	Phasenkontrastmethode	53
	Zusammenfassung	54
	Literaturverzeichnis	

Einleitung

Interferenzphänomene werden seit langem erfolgreich in der Physik oder Technik genutzt, z.B. in der Holographie oder für Untersuchungen mit Interferometern.

Ein Interferometer ist ein optisches Meßinstrument, das eine Lichtwelle in zwei oder mehrere kohärente Teilwellen aufteilt. Dieses kann durch Wellenfrontteilung (z.B. mit Doppelspalt, Fresnelspiegel ...) oder durch Amplitudenteilung (z.B. mit Strahlteiler, Doppelbrechung ...) geschehen. Die Teilstrahlen durchlaufen dann gleiche oder verschiedene Lichtwege, bevor sie wieder vereinigt werden und, falls die Kohärenzbedingungen erfüllt sind, interferieren. Die Form des entstehenden Interferenzbildes ist bestimmt durch die Differenz der von den Teilstrahlen zurückgelegten optischen Wege, wobei sich eventuelle Defekte der einzelnen Interferometerkomponenten auf das Interferenzmuster übertragen. Die Interferenzfiguren erlauben also Rückschlüsse auf die im Strahlengang liegenden Objekte.

Interferometer messen die optische Wegdifferenz in Einheiten der Wellenlänge des Lichtes. Da der optische Weg das Produkt aus geometrischem Weg und Brechungsindex des durchlaufenen Mediums ist, können mit Interferometern folgende Messungen durchgeführt werden:

- 1.) Geometrische Messungen (z.B. Längenmessungen, Dickenbestimmungen, Tests von optischen Komponenten wie Linsen, Prismen, Spiegeln ..)
- 2.) Messungen von Brechungsindizes
- 3.) Vergleich zweier Wellenlängen, spektroskopische Untersuchungen
- 4.) Messung kleiner Winkel (mit Sterninterferometern).

Interferometrische Testverfahren setzen kohärente Lichtquellen voraus. Da sie im Gegensatz zu vielen anderen Objektprüfungsmethoden (z.B. Hartmann-Verfahren, Schneidenprüfung nach Foucault u.a.) die ganze Fläche des Testobjektes quantitativ zu erfassen gestatten, haben sie seit der Entwicklung des Lasers in den sechziger Jahren große Bedeutung in der physikalischen Meßtechnik erlangt.

Für die Durchführung von Experimenten mit Synchrotronstrahlung, wie sie von den großen Speicherringen für Elektronen und Positronen ausgestrahlt wird, werden Spiegel zur Strahlumlenkung und Strahlfokussierung benötigt. Es gibt zur Zeit aber noch keine genauen Kenntnisse über geeignete Spiegelmaterialien und mögliche Schäden bei extremer Strahlenbelastung. Ein Ziel dieser Arbeit ist es daher, die Möglichkeiten zur interferometrischen Feststellung von Strahlenschäden bei Spiegeln zu untersuchen.

Im Rahmen dieser Arbeit sollen weiterhin Testverfahren erprobt werden, die es gestatten, die Güte fokussierender Spiegel zu überprüfen. Da es hierbei aber nur auf eine sehr gute Fokussiereigenschaft und nicht auf eine gute Bildqualität ankommt, wurde die Darstellung im Kapitel 5 auf eine mehr qualitative Betrachtung möglicher Abbildungsfehler beschränkt und eine Methode zur exakten quantitativen Analyse von Aberrationen in Interferogrammen unter 5.2.2 nur angedeutet.

Da für die Gruppe F41 demnächst noch viele plane, sphärische und asphärische Spiegel angeschafft werden sollen, ist es ein weiteres Ziel, die bei dieser Arbeit gewonnenen Erfahrungen so festzuhalten, daß sie bei den dann erforderlichen Spiegeltests sofort zur Verfügung stehen. Daher werden im Kapitel 4 ausführliche "Justieranweisungen" gegeben, auch werden die Daten der verwendeten optischen Komponenten (soweit erforderlich) bei den jeweiligen Testaufbauten angegeben.

Die Themenstellung und die Messungen zu dieser Arbeit führten zwangsläufig zu einer großen Anzahl von Abbildungen. Diese können nur im Zusammenhang mit dem Text verstanden werden; daher wurde i.a. von Bildunterschriften abgesehen, da die Bilder im Text genau beschrieben werden.

1. Interferenz und Kohärenz

Eine für die Wellennatur des Lichtes charakteristische Eigenschaft ist die Fähigkeit zweier Strahlen, sich durch Interferenz zu verstärken oder zu schwächen bzw. auszulöschen. Interferenzerscheinungen entstehen, wenn zwei (oder mehrere) Wellensysteme zusammentreffen nach dem Prinzip der Superposition. Das resultierende Lichtfeld wird an jedem Ort und zu jedem Zeitpunkt durch die vektorielle Addition der primären Felder erhalten. Überlagern sich z.B. zwei ebene Wellen gleicher Frequenz ν , die sich in x -Richtung ausbreiten:

$$y_1 = a_1 \sin(kx - \omega t + \delta_1) \quad \text{und} \\ y_2 = a_2 \sin(kx - \omega t + \delta_2)$$

so hat die resultierende Welle $y = y_1 + y_2$ die Amplitude {1, S. 43}

$$a = \{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos(\delta_1 - \delta_2)\}^{1/2}$$

Die Intensitäten, die durch die Quadrate der Amplituden gegeben sind, überlagern sich also nicht einfach additiv, sondern es schwankt die Intensität des resultierenden Wellenfeldes gemäß der Phasenbeziehung der Einzelwellen zwischen $(a_1 + a_2)^2$ für $\delta_1 - \delta_2 = 2n\pi$ und $(a_1 - a_2)^2$ für $\delta_1 - \delta_2 = (2n+1)\pi$, $n = 0, 1, 2 \dots$

Diese nicht additive Überlagerung der Intensitäten wird als Interferenz bezeichnet {2, S. 228}.

Versucht man mit Licht, z.B. aus einer Glühlampe, Interferenzen zu erzeugen, so mißlingt dieses, wenn man einfach Lichtbündel aus verschiedenen Punkten einer Lichtquelle oder von getrennten Lichtquellen zur Überlagerung bringt. Der Grund ist folgender: In einer Glüh- oder Entladungslampe wird das Licht von angeregten Atomen emittiert. Jedes einzelne Atom sendet während eines Intervalls der Größenordnung $\tau = 10^{-8}$ sec (Lebensdauer des angeregten Atomzustandes) einen Wellenzug aus, dessen Länge $\Delta l = c \cdot \tau$ Interferenzlänge genannt wird. Da die Emissionsprozesse räumlich und zeitlich statistisch verteilt sind, besteht zwischen den einzelnen entstehenden Wellenzügen keine feste Phasenlage.

Somit ist die Interferenzerscheinung nicht stationär, sondern ändert sprunghaft etwa alle 10^{-8} sec ihr Aussehen. Da die Emissionsdauer aber sehr viel kürzer ist als die Beobachtungszeit, registriert man im Überlagerungsgebiet nur gleichmäßige Helligkeit.

Wellen und ihre Quellen werden als kohärent bezeichnet, wenn die Intensität der resultierenden Welle konstant ist, d.h. die Phasen der einzelnen Wellen korreliert sind. (Eine abstrakte theoretische Behandlung der Kohärenz findet sich z.B. in {3, S. 424}, würde aber den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Daher werden auch die folgenden Beschreibungen der Kohärenzbedingungen mehr anschaulicher Art sein).

Die konventionellen Lichtquellen sind inkohärent. Es lassen sich mit ihnen aber trotzdem Interferenzen erzeugen, wenn man ein Lichtbündel durch Reflexion oder Brechung in Teilbündel aufspaltet. Dabei wird jeder Wellenzug des Primärbündels in Teilzüge zerlegt, die gleichzeitig im gleichen Emissionszentrum entstanden und daher kohärent sind. Allerdings kommen nach der Rekombination dieser Teilzüge Interferenzerscheinungen nur dann zustande, wenn außer der Kohärenzbedingung der Phasenkonstanz auch folgende Bedingungen erfüllt sind:

1. zeitliche Kohärenz
2. räumliche Kohärenz
3. Gleichheit des Polarisationszustandes.

Sind diese Voraussetzungen nur teilweise erfüllt, erhält man keine oder verschwommene Interferenzbilder.

1.1 Zeitliche Kohärenz

Es möge von der punktförmigen Lichtquelle L eine Lichtwelle ausgehen, die an den Spiegeln S_1 bzw. S_2 reflektiert wird. Die beiden dabei entstehenden Wellenzüge mögen nach der Reflexion durch den Punkt P verlaufen. Ist die Wegdifferenz beider Teilstrahlen gleich Null, so überlagern sie sich und interferieren in P (Abb. 1.1a). Wird nun durch Verschieben z.B. des Spiegels S_2 der Wegunterschied Δw größer als die Interferenzlänge Δl , so wird der erste Wellenzug den Überlagerungsort P bereits verlassen haben, bevor der zweite Wellenzug dort eintrifft (Abb. 1.1b). Damit Interferenzen entstehen können, muß also gelten {3, S. 231}: $\Delta w < \Delta l$.

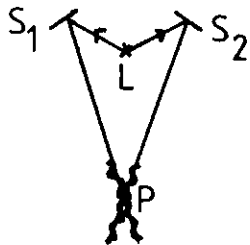


Abb. 1.1a

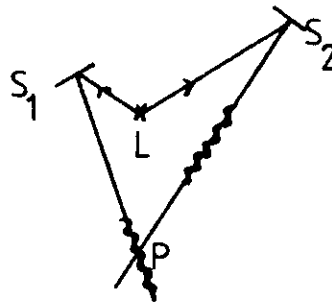


Abb. 1.1b

1.2 Räumliche Kohärenz

Wirkliche Lichtquellen sind nicht punktförmig, sondern besitzen eine räumliche Ausdehnung. Von den einzelnen Atomen der Lichtquelle gehen wegen der unregelmäßig auftretenden Lichtemission inkohärente Wellenzüge aus. Um trotzdem Interferenzen zu erhalten, muß die Bedingung der räumlichen Kohärenz erfüllt sein, die nun hergeleitet werden soll: Von einer leuchtenden Fläche mit dem Durchmesser $d = \overline{AB}$ (Abb. 1.2) soll ein Lichtbündel mit dem Öffnungswinkel 2α für den Interferenzversuch genutzt werden. Man betrachte den ungünstigsten Fall, in dem Licht von den Randpunkten A und B der Quelle ausgesandt wird. Es müssen dann die beiden Interferenzbilder der von A und B ausgehenden Wellen in P weitgehend übereinstimmen, wenn ein stationäres Interferenzbild entstehen soll, d.h. der Gangunterschied der von A aus in P eintreffenden Wellenzüge

darf sich nur sehr wenig unterscheiden von dem Gangunterschied der von B aus nach P gelangenden Wellenzüge:

$$\{(\overline{ASp_2} + \overline{Sp_2P}) - (\overline{ASp_1} + \overline{Sp_1P})\} - \{(\overline{BSp_2} + \overline{Sp_2P}) - (\overline{BSp_1} + \overline{Sp_1P})\} \ll \lambda$$

$$\leftrightarrow (\overline{ASp_2} - \overline{ASp_1}) - (\overline{BSp_2} - \overline{BSp_1}) \ll \lambda$$

Nun ist $\overline{ASp_1} \approx \overline{BSp_1} - \Delta$ und $\overline{ASp_2} \approx \overline{BSp_2} + \Delta$, also folgt:

$$\{(\overline{BSp_2} + \Delta) - (\overline{BSp_1} - \Delta)\} - (\overline{BSp_2} - \overline{BSp_1}) = 2\Delta \ll \lambda$$

Mit $\Delta \approx d \cdot \sin\alpha$ folgt nun als Bedingung für räumliche Kohärenz:

$$2d\sin\alpha \ll \lambda$$

Es läßt sich also folgern:

- 1.) Falls α genügend klein ist, können Lichtquellen mit beliebig großen Durchmessern (z.B. Sterne) für Interferenzversuche verwendet werden.
- 2.) Die Strahlung von punktförmigen Lichtquellen ist im ganzen Raum kohärent.

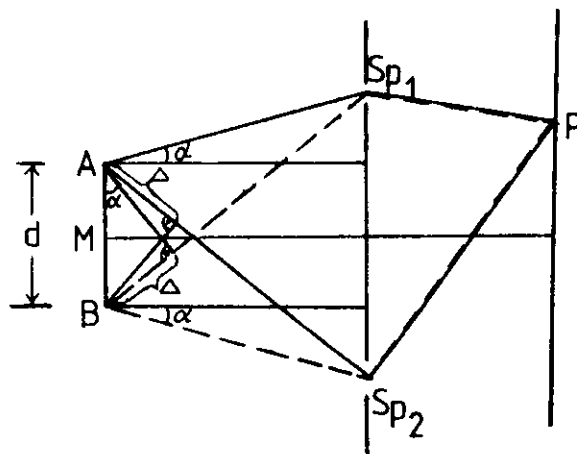


Abb. 1.2

1.3 Kohärenz und Monochromasie

Es wird nun auf den Zusammenhang zwischen der Monochromasie des Lichtes und der Kohärenzlänge eingegangen. Als Kohärenzlänge wird der maximale Gangunterschied bezeichnet, bei dem gerade noch Interferenzen beobachtbar sind.

Jede Lichtquelle, auch ein Laser, strahlt Licht mit einer gewissen Bandbreite der Linien aus. Die Intensitätsverteilung einer Spektrallinie ist schematisch in Abb. 1.3 {2, S. 237} dargestellt. Die als Linienbreite bezeichnete Halbwertsbreite ist $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$. Führt man ein Interferenzexperiment durch, so überlagern sich nun die Interferenzbilder der einzelnen Wellen dieses Bereiches. Bei hinreichend kleinen Wegdifferenzen der interferierenden Strahlen werden die Maxima der Interferenzfelder aller Wellenlängen noch (fast) zusammenfallen. Wird aber die Wegdifferenz vergrößert, tritt der Fall ein, daß z.B. ein Maximum für λ_0 mit einem Minimum von λ_1 zusammenfällt {2, S. 237}. Dies ist erstmals der Fall, wenn gilt: $n\lambda_0 = (n + 1/2)\lambda_1$. Es tritt weder Verstärkung noch Schwächung auf. Entsprechendes gilt für die größere Wellenlänge λ_2 , wenn $n\lambda_0 = (n - 1/2)\lambda_2$ ist.

$$n\lambda_0 = (n + 1/2)\lambda_1 = (n - 1/2)\lambda_2$$

$$\Rightarrow n(\lambda_2 - \lambda_1) = 1/2 (\lambda_1 + \lambda_2)$$

$$\text{Es ist } \lambda_0 = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} = n (\lambda_2 - \lambda_1) = n \cdot \Delta\lambda$$

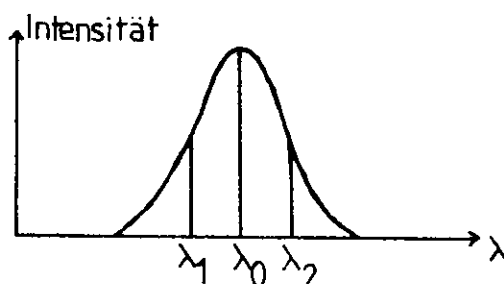
$$\Rightarrow n = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda}$$

Es folgt also für die Kohärenzlänge l_c :

$$l_c = n\lambda_0 = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} = \frac{c}{\Delta\nu}$$

Die Kohärenzlänge einer Lichtquelle wird also um so größer, je kleiner der Frequenzbereich der emittierten Strahlung ist.

Abb. 1.3



1.4 Sichtbarkeit von Interferenzstreifen

Es soll nun noch kurz auf die Sichtbarkeit von Interferenzstreifen eingegangen werden. Die Sichtbarkeit V wurde von Michelson definiert als

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

wobei I_{\max} die Intensität eines hellen und I_{\min} die Intensität des benachbarten dunklen Streifen ist [1, S. 79]. Trägt man die Sichtbarkeit als Funktion des Wegunterschiedes Δw der interferierenden Strahlen auf, so ergibt sich eine für die jeweils benutzte Lichtquelle charakteristische Kurve. Als Beispiel sei eine Quelle betrachtet, die nur zwei verschiedene (sinusförmige) Wellen mit verschiedenen Amplituden a_1 und $a_2 \neq a_1$ aussendet. Die Sichtbarkeit der entstehenden Interferenzen schwankt dann zwischen $V_{\max} = 1$ und $V_{\min} = \frac{a_1^2 - a_2^2}{a_1^2 + a_2^2}$. Es ergibt sich eine Kurve wie in Abb. 1.4a [1, S. 79].

Zum Vergleich ist in Abb. 1.4b der Verlauf der Sichtbarkeit für den Fall einer einzigen ausgesandten Wellenlinie angegeben [1, S. 79].

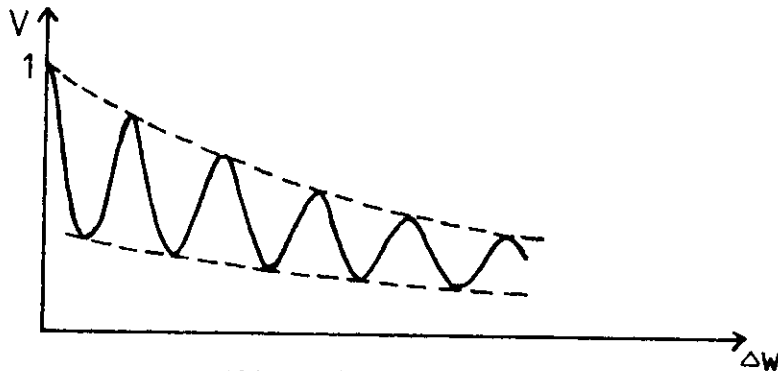


Abb. 1.4a

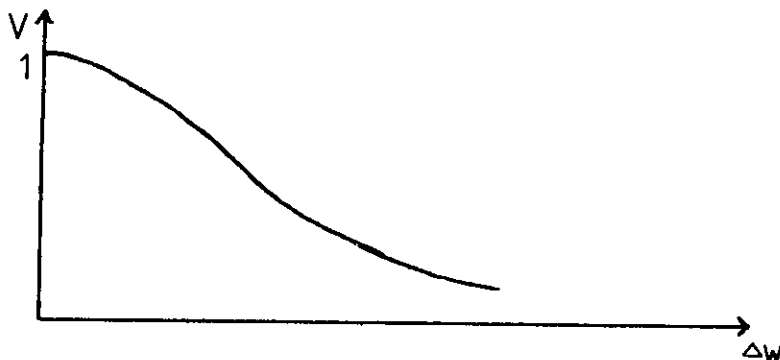


Abb. 1.4b

2. Interferometertypen

Die wahrscheinlich ersten Untersuchungen von Interferenzen sind schon in Sir Isaac Newton's Optiks (1704, Buch 2, Teil IV) beschrieben {3, S. 316}. 1881 hatte dann der Amerikaner A.A. Michelson (1852 - 1931) zum Nachweis der Erdbewegung relativ zum Äther das erste Interferometer entworfen. Das nach ihm benannte Michelson-Interferometer hat seitdem viele Anwendungen gefunden, auch wurde sein Aufbauprinzip zur Grundlage zahlreicher neuer Interferometertypen.— Auf den folgenden Seiten werden einige der heute gebräuchlichsten Interferometer tabellarisch vorgestellt, dabei bedeutet in den Abbildungen {4, S. 194} stets: L Lichtquelle; S Strahlteiler; M Spiegel; T Testobjekt; P planparallele Platte; B Beobachtungsebene.

Das Auflösungsvermögen der ersten vier Interferometer liegt, da Abweichungen von $1/10$ Streifenabstand auf Interferogrammen noch gut abgeschätzt werden können, bei $1/10 \cdot \lambda/2$, wenn λ die Wellenlänge des verwendeten Lichtes ist (vgl. auch S. 13, 14). Der Testbereich der nächsten vier Interferometer wird nur einmal durchlaufen, daher beträgt ihre Auflösung $1/10 \cdot \lambda$, während die der Vielstrahlinterferometer linear mit der Anzahl der erfolgten Reflexionen ansteigt (vgl. 7.2.1).

Die Untersuchungen an Spiegeln wurden sowohl mit dem Michelson- (bzw. Mach-Zehnder-) Interferometer als auch mit dem Point-Diffraction-Interferometer (PDI) durchgeführt, da ihr Prinzip völlig verschieden ist. Weil diese Interferometer sich durch einen einfachen und leicht justierbaren Aufbau auszeichnen, können sie jederzeit für eine schnelle Überprüfung weiterer Spiegel herangezogen werden.

	Interferometer	Anwendung	Vorteil	Nachteil
↑ Zweistrahl-Interferometer	Michelson (Abb.2.1a)	Zur quantitativen Bestimmung von Inhomogenitäten und Oberflächenfehlern optischer Komponenten	sehr einfacher Aufbau, leicht justierbar	erzeugt nur lokalisierte Interferenzen wegen der ausgedehnten Lichtquelle (siehe S.10)
	Twyman-Green (Abb.2.1b)			sehr empfindlich gegenüber Störungen aller Art aufgrund langer getrennter Strahlwege
	Williams (Abb.2.2)	Test von Linsen und anderen gekrümmten Flächen	kleiner Strahlteiler	wegen divergentem Licht zusätzliche Aberrationen am Strahlteiler (11, S.82)
	Dowell (Abb.2.3)	Vergleichsmessung von Endmaßen (1,2)	wie Twyman-Green-I.	wie Twyman-Green-I.
	Jamin (Abb.2.4)	Bestimmung von Brechzahlen	Teilstrahlen verlaufen eng beieinander, daher relativ unanfällig gegen Störungen	Test ausgedehnter Objekte unmöglich
↓ Vielstrahl-Interferometer	Mach-Zehnder (Abb.2.5)	Untersuchungen im Windkanal, Brechzahlbestimmung, Test opt. Komponenten	räumlich separierte Strahlwege	stark störungsanfällig aufgrund der großen räumlichen Trennung der Teilstrahlen
	Shearing (Abb.2.6)	Test ebener Spiegel und Linsen	hohe mechanische Stabilität, keine Referenzwellenfront	beide Teilstrahlen sind deformiert, daher schwierigere Interferogrammauswertung
	Point-Diffraction-Interf. (PDI) (Abb.2.7)	Test von Linsen, Spiegeln etc., Justierung optischer Aufbauten	sehr einfacher Aufbau, leicht justierbar, hohe mechanische Stabilität, da Aufspaltung in Teilstrahlen erst nach Systemdurchgang	gute Abstimmung der Amplituden beider Teilstrahlen aufeinander erforderlich
	Fizeau (Abb.2.8) Fabry-Perot (Abb.2.9)	Test optischer Komponenten, Untersuchung der Feinstruktur von Spektrallinien	feinere Streifen, daher höhere Auflösung	reflektierende (Referenz-) Schicht muß sehr hohe Güte besitzen, justieren schwieriger

Michelson-Interferometer

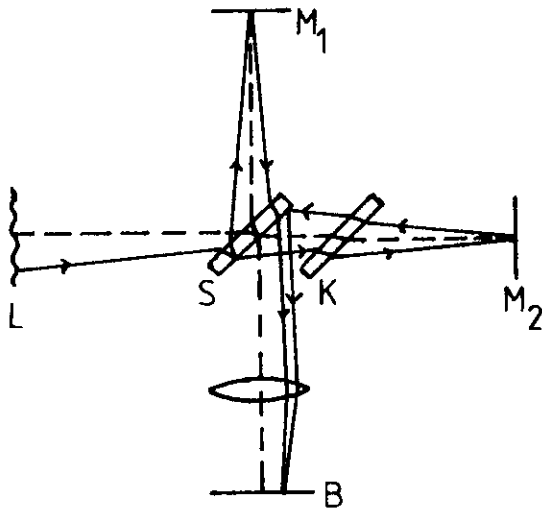


Abb. 2.1a

Twyman-Green-Interferometer

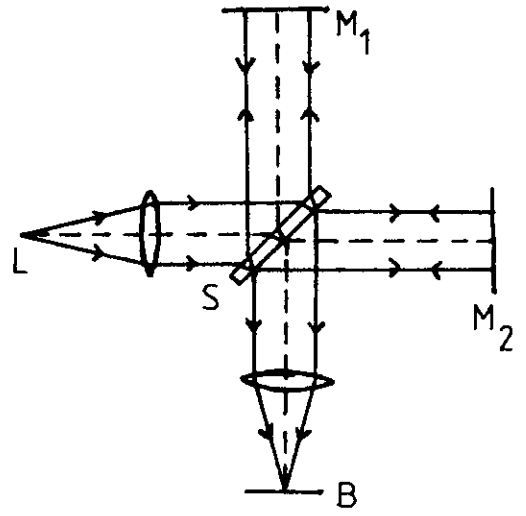


Abb. 2.1b

Williams-Interferometer

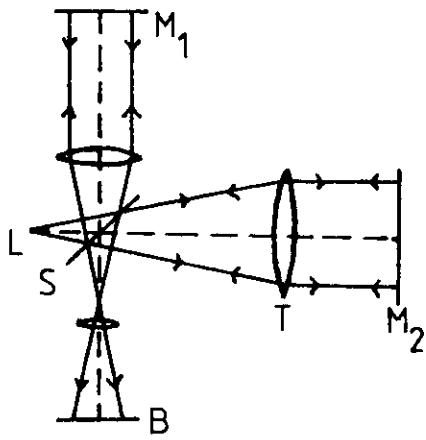


Abb. 2.2

Dowell-Interferometer

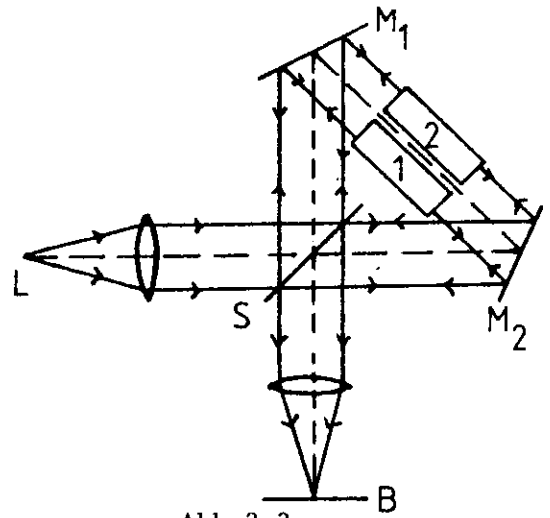


Abb. 2.3

Jamin-Interferometer

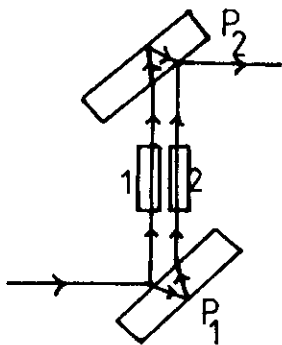


Abb. 2.4

Mach-Zehnder-Interferometer

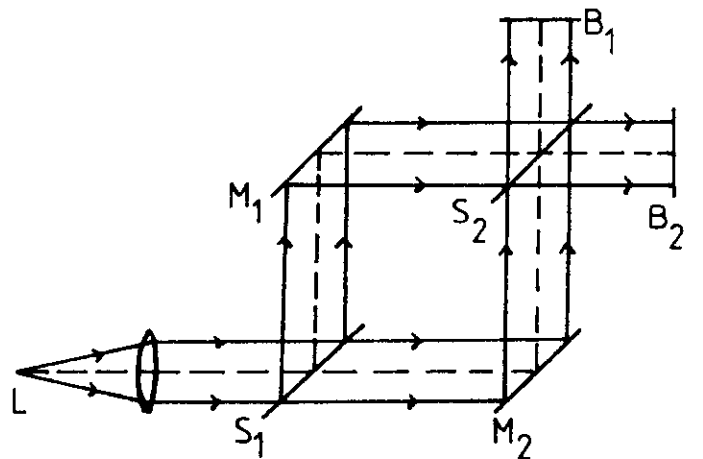


Abb. 2.5

Shearing-Interferometer

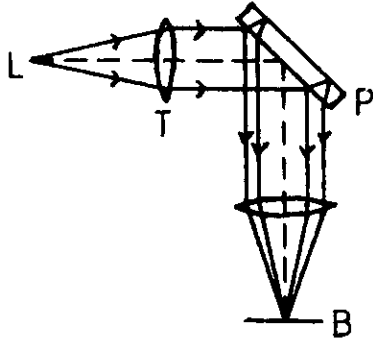


Abb. 2.6

Point-Diffraction-Interferometer (PDI)

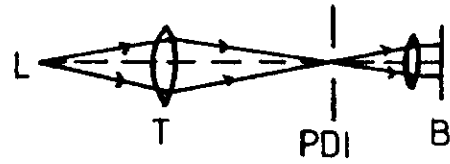


Abb. 2.7

Fizeau-Interferometer

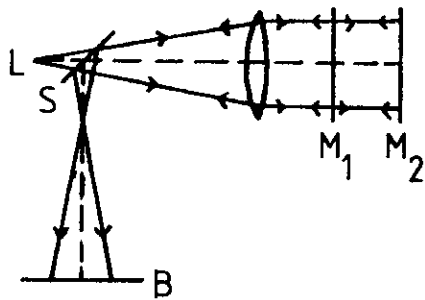


Abb. 2.8

Fabry-Perot-Interferometer

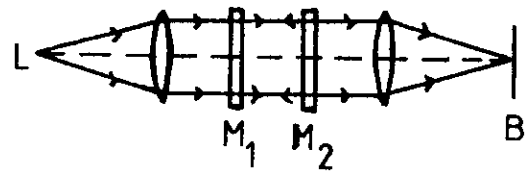


Abb. 2.9

3. Funktionsweise der Interferometer

Es gibt verschiedene Arten von Interferenzerscheinungen. Sie lassen sich unterteilen in

1. virtuelle lokalisierte Interferenzen: Diese entstehen nur an bestimmten Stellen im Interferometer und können nur mit Hilfe eines fokussierenden Systems am Interferometerausgang (z.B. Konvexlinse, Okular, Fernrohr, etc.) gesehen werden;
2. reelle lokalisierte Interferenzen: Diese entstehen ebenfalls nicht im gesamten Überlagerungsgebiet der Teilstrahlen, können aber direkt ohne abbildendes System auf einem Schirm oder einer Fotoplatte aufgefangen werden;
3. reelle nicht lokalisierte Interferenzen: Sie entstehen im Gegensatz zu den reellen lokalisierten Interferenzen im gesamten Überlagerungsgebiet.

Die lokalisierten Interferenzen entstehen aufgrund der Kohärenzbedingungen nur bei Benutzung von ausgedehnten Lichtquellen, während die nicht lokalisierten Interferenzen nur bei Verwendung einer punktförmigen Quelle auftreten.

Da mit einem Laser gearbeitet wurde und dieser wegen seiner starken Bündelung zu einem Parallelstrahl und seiner räumlichen Kohärenz über den gesamten Bündelquerschnitt eine punktförmige Quelle darstellt, werden im folgenden nur die reellen, nicht lokalisierten Interferenzerscheinungen beschrieben.

Es werden dabei nur die drei von mir benutzten Interferometer näher betrachtet.

3.1 Das Michelson-Interferometer

Um zu verstehen, wie Interferenzen im Michelson-Interferometer entstehen, betrachte man zunächst Abb. 3.1: Das Licht der Quelle L fällt unter einem Winkel von 45° auf eine halbdurchlässig verspiegelte Glasplatte,

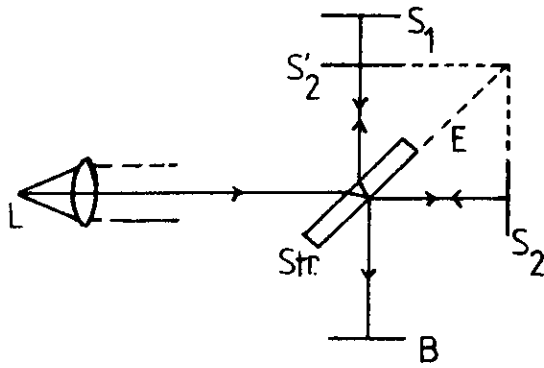


Abb. 3.1

den Strahlteiler Str., spaltet dort in zwei kohärente Strahlenbündel auf, die nach Reflexion an den Spiegeln S_1 bzw. S_2 an Str. wieder vereinigt werden, um in Richtung B verlaufend Interferenzen zu erzeugen. S_2' sei das durch Reflexion an E entstandene Spiegelbild von S_2 . Dann ist das durch Reflexion an S_2 bzw. S_1 erhaltene Interferenzbild das gleiche wie jenes, das durch Reflexion an S_1 und S_2' entstehen würde. Die Form der zwischen der reellen Spiegeloberfläche S_1 und der virtuellen Spiegeloberfläche S_2' liegenden Luftschicht bestimmt daher die Gestalt des entstehenden Interferenzbildes.

3.1.1 Betrieb mit divergentem Licht

Das Interferometer werde mit dem (divergenten) Licht einer Punktquelle L beleuchtet. Nach dem eben Gesagten kann der Strahlengang wie in Abb. 3.2 {(3, S. 288); 5} dargestellt werden:

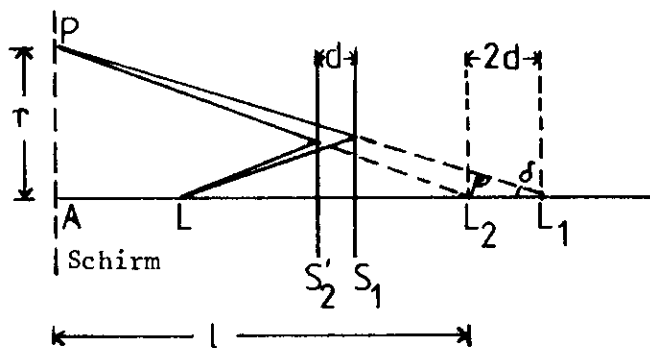


Abb. 3.2

S_1 und S_2' seien die beiden Spiegel des Interferometers in zunächst zueinander paralleler Stellung. L_1 und L_2 seien die von S_1 bzw. S_2' erzeugten Spiegelbilder von L. Sie stellen zwei virtuelle kohärente

Punktquellen dar. Der Gangunterschied der von ihnen ausgehenden und in P interferierenden Strahlen folgt aus Abb. 3.2 zu $2d \cos\delta$. Da nach Abb. 3.1 der im Interferometerarm Str - S_1 verlaufende Strahl im Strahlteiler, der andere Strahl dagegen außerhalb von Str eine Reflexion erleidet, ergibt sich destruktive Interferenz, wenn gilt:

$$2d \cos\delta = n \cdot \lambda ; \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1)$$

(Der optische Wegunterschied, der sich durch dreifaches bzw. einfaches Durchlaufen des Strahlteilers ergibt, kann durch eine Kompensationsplatte K im Arm Str - S_2 beseitigt werden (Abb. 2.1a) und wird hier nicht berücksichtigt). Falls l groß gegen r ist, gilt näherungsweise:

$$\cos\delta = 1 - \frac{\delta^2}{2} = 1 - \frac{r^2}{2l^2}$$

(1) gilt (für $n = \text{const.}$) für alle Punkte P, die den gleichen durch den Winkel δ bestimmten Abstand von A haben, so daß das Interferenzbild aus konzentrischen, abwechselnd hellen und dunklen Kreisen besteht, die deshalb auch Ringe gleicher Neigung oder Haidinger'sche Ringe (da vom australischen Physiker W. Ritter von Haidinger 1849 erstmals beschrieben) genannt werden. Die Radien der dunklen Ringe sind gegeben durch {6, S. 191}

$$2d \left(1 - \frac{r_n^2}{2l^2}\right) = n \cdot \lambda$$

oder

$$r_n = \sqrt{2 - \frac{n \cdot \lambda}{d}} \cdot l \quad (2)$$

ihre Breite folgt aus $r_n^2 - r_{n+1}^2 = \frac{\lambda l^2}{d}$ zu

$$r_n - r_{n+1} = \frac{\lambda l^2}{d(r_n + r_{n+1})} \quad (3)$$

wenn r_n, r_{n+1} die Radien benachbarter Ringe sind.

Wird der Spiegelabstand d verringert, wächst nach (1) $\cos\delta$ und damit verkleinert sich δ : die Ringe wandern zum Zentrum und verschwinden dort, während die noch übrigen sich nach (3) verbreitern. Für $d = 0$ erfüllt

der zentrale Ring das gesamte Überlagerungsgebiet. Wird durch weiteres Verschieben der Spiegel d wieder vergrößert, so erscheinen neue Ringe im Zentrum und bewegen sich nach außen, wobei durch eine Verschiebung um $\frac{\lambda}{4}$ aus einem zentralen Maximum ein zentrales Minimum und umgekehrt wird.

Wird ein Spiegel gegen den anderen geneigt, wandert das Zentrum der Ringe seitlich aus dem Überlagerungsgebiet, bei starker Verkippung werden die Ringe erst elliptisch, dann hyperbolisch {3, S.290; 7, S. 316}.

3.1.2 Betrieb mit parallelem Licht

Die punktförmige Lichtquelle L werde so in den Brennpunkt einer Linse (Abb. 3.1) gebracht, daß das Interferometer nun mit einem parallelen und in allen Teilen kohärenten Lichtbündel bestrahlt wird. Sind S_2' und S_1 in Abb. 3.2 parallel, so wird das gesamte Überlagerungsgebiet gleichmäßig ausgeleuchtet sein. Werden die Spiegel um den Winkel α gegeneinander verkipppt, so entstehen an dem Luftkeil Interferenzstreifen gleicher Dicke (Fizeau'sche Streifen):

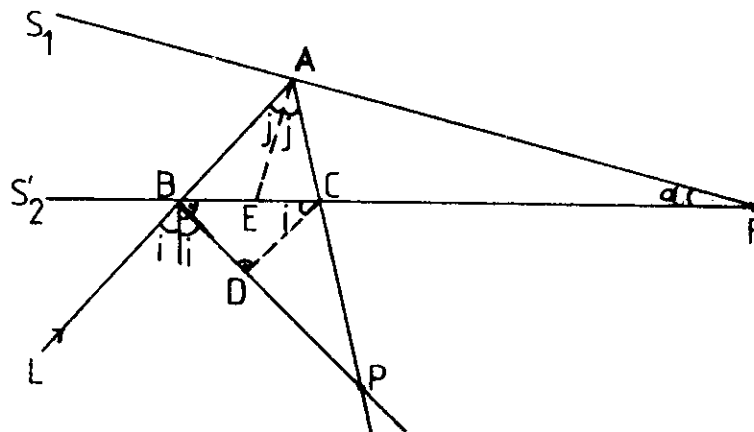


Abb. 3.3

In Abb. 3.3 fällt das Licht aus Richtung L auf den Keil mit dem Neigungswinkel α . Die unter den Winkeln i bzw. j reflektierten Teilstrahlen sind kohärent und interferieren in P . Der Gangunterschied Δw ergibt sich folgendermaßen {8, S. 294}:

$$\Delta w = \overline{BA} + \overline{AC} - \overline{BD}$$

Unter der Voraussetzung, daß die Winkel α und i sehr klein sind (\approx senkrechter Lichteinfall), folgt:

$$\left. \begin{aligned} \overline{BA} &\approx \overline{AC} \approx \overline{AE} \cdot \frac{1}{\cos j} \\ \overline{BD} &\approx \overline{BC} \cdot \sin i \approx \overline{BC} \cdot \sin j \\ \overline{BC} &\approx 2\overline{AE} \tan j \end{aligned} \right\} \rightarrow \Delta w \approx 2 \cdot \overline{AE} \cdot \frac{1}{\cos j} - \sin j \cdot 2\overline{AE} \tan j$$

$$= 2 \overline{AE} \frac{1}{\cos j} (1 - \sin^2 j)$$

$$\rightarrow \Delta w = 2 \overline{AE} \cos j$$

Hierbei ist $\overline{AE} = d$ die Dicke des Keils am betrachteten Ort und es gilt:

$$d = \overline{EF} \cdot \sin \alpha \approx \overline{EF} \cdot \alpha$$

Es ergeben sich also Interferenzmaxima für (j sehr klein!):

$$\Delta w = m\lambda = 2d = 2 \overline{EF} \cdot \alpha \quad m = 0, 1, 2 \dots$$

$$\text{oder } \overline{EF} = \frac{m\lambda}{2\alpha} = \frac{d}{\alpha} \quad (4)$$

Für konstantes α hängt somit die Lage der entstehenden Interferenzlinien wegen (4) nur von der lokalen Keildicke d ab. Es entstehen zur Keilkante parallele, äquidistante Streifen. Maxima treten auf für z.B. $\overline{EF} = \frac{\lambda}{2\alpha}, \frac{\lambda}{\alpha}, \frac{3\lambda}{2\alpha}, \dots$, so daß benachbarte Streifen einen Abstand

$$z = \frac{\lambda}{2\alpha} \quad (5)$$

haben und $\Delta w = 2d$ sich um λ vergrößert.

Wird eine Keilfläche von der anderen wegbewegt (Abb. 3.4, X), so wandern nach (4) die Streifen in Richtung y , andernfalls entgegengesetzt. Wird der Keilwinkel α verändert, ändern die Streifen nach (5) ihre Breite.

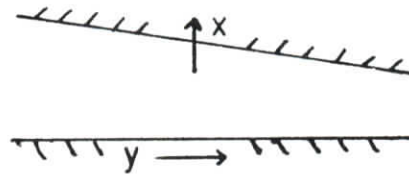


Abb. 3.4

3 Das Mach-Zehnder-Interferometer

Die Interferenzen im sowohl vom Jamin- als auch vom Michelson-Interferometer ableitbaren Mach-Zehnder-Interferometer entstehen auf die gleiche Art wie im Michelson-Interferometer: Am Strahlteiler Str_1 wird das von L kommende Licht in zwei Wellenfronten W_1 und W_2 aufgespalten, die nach Vereinigung an Str_2 interferieren. Das gleiche Interferenzbild würde sich aber ergeben bei Überlagerung von W_1 mit dem virtuellen Spiegelbild W_2' von W_2 , so daß die gleichen Überlegungen gelten wie beim Michelson-Interferometer, wobei berücksichtigt werden muß, daß hier der Testbereich nur einmal durchlaufen wird.

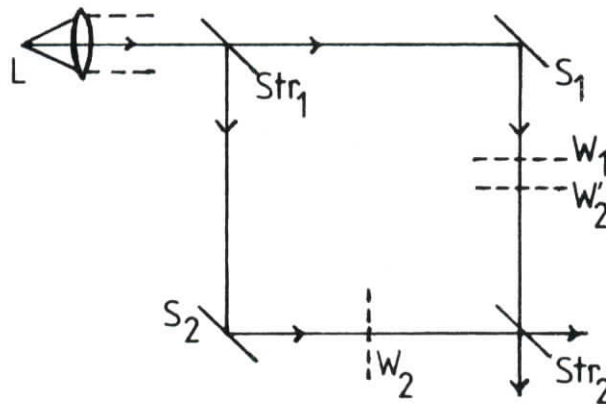


Abb. 3.5

3.3 Das Point Diffraction Interferometer (PDI)

Das Prinzip dieses Interferometers wurde schon 1933 von dem Russen W.P. Linnik erkannt {9}, aber erst 1972 von einer amerikanischen Gruppe (mit R.N. Smartt und J. Strong {10}) zur Anwendung gebracht. Das PDI besteht aus einer dünnen, nicht streuenden, teildurchlässigen Schicht, in deren Mitte sich eine runde Apertur befindet. Wird diese in den im

Idealfall punktförmigen Fokus A des (nicht abgebildeten) Testobjektes gebracht (Abb. 3.6) [10, S. 4], so überlagern sich die durch Beugung an der Apertur entstandene Kugelwelle und die unverändert transmittierte, ebenfalls sphärische und zur Beugungswelle kohärente Testwelle: das gesamte Überlagerungsgebiet ist gleichmäßig hell ausgeleuchtet. Bildet das Testobjekt jedoch nicht ideal ab, so wird der Fokus nicht punktförmig sein und daher wird die transmittierte Welle von der Kugelgestalt abweichen. Bei der Überlagerung mit der Beugungswelle entstehen somit Interferenzfiguren, die direkt die durch das Testsystem erzeugte Wellenfrontaberration angeben, wobei aufeinanderfolgende Streifen jeweils die Änderung des Abstandes zwischen der Testwellenfront und der sphärischen Referenzwelle um eine Wellenlänge aufzeigen.

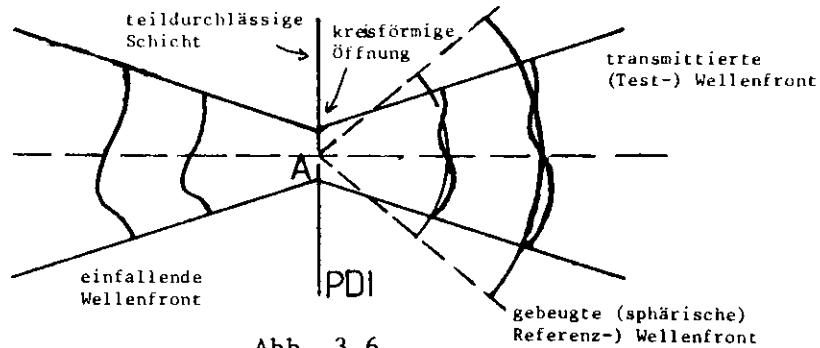


Abb. 3.6

Es läßt sich nun leicht feststellen, ob die Krümmung der Testwelle zu stark (Abb. 3.7a) oder zu gering (Abb. 3.7b) ist [9]:

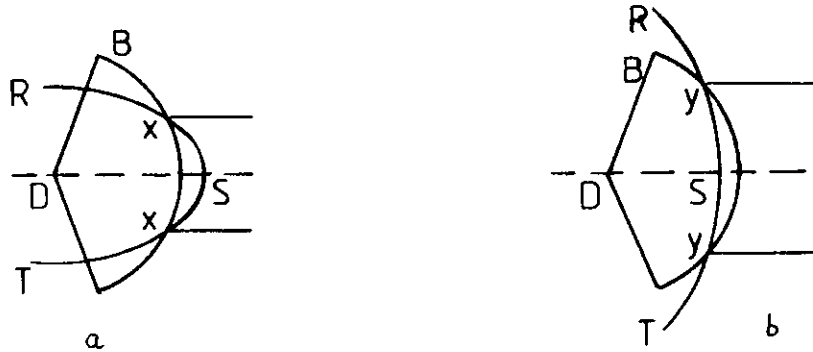
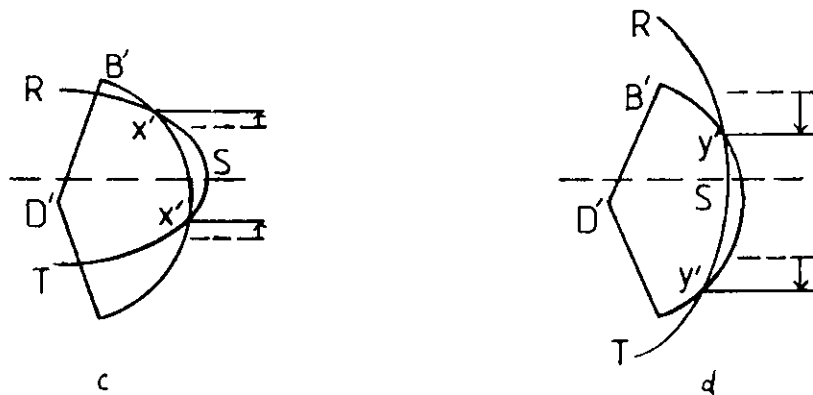


Abb 3.7



Wird das Pinhole des PDI von D nach D' bewegt, so wird die Beugungswelle B in die Stellung B' verschoben, die transmittierte Testwellenfront RST jedoch ändert ihre Lage nicht. Insgesamt ändert sich also das Interferenzmuster folgendermaßen: Im Fall von Abb. 3.7a wird ein Streifen XX sich in die entgegengesetzte Richtung nach X'X' bewegen (Abb. 3.7c), im Fall von Abb. 3.7b jedoch wandert ein Streifen YY in der gleichen Richtung wie das Pinhole (Abb. 3.7d). Auf diese Weise kann daher die Stärke und die Richtung der Aberration an jeder Stelle des Testobjektes bestimmt werden.

Es sei nun der Fall betrachtet, daß das Testsystem aberrationsfrei ist, aber sich die Apertur des PDI nicht genau im Fokus bei A befindet.

- a) Die Apertur befindet sich auf der optischen Achse, liegt aber nicht in der Fokalebene. Die beiden sphärischen Wellenfronten haben dann longitudinal versetzte Krümmungsmittelpunkte, so daß konzentrische Kreise entstehen. Wird die Apertur nun in Richtung A verschoben, sinkt die Anzahl der Kreise, andernfalls steigt sie. Beim Verschieben der Apertur entlang der Achse ändert sich außerdem die Amplitude der Beugungswelle, während die Amplitude der Referenzwellenfront konstant bleibt. Der Streifenkontrast ist daher klein bei größerer Dejustierung und nimmt stark zu, wenn die Fokalebene erreicht wird.
- b) Die Apertur befindet sich in der Fokalebene im Punkt A', liegt aber nicht auf der Achse. Es entstehen nun im Überlagerungsgebiet gerade, parallele und äquidistante Streifen, die senkrecht zu AA' verlaufen.

Ist das Testsystem nicht aberrationsfrei, so weichen die Kreise bzw. geraden Linien entsprechend den Aberrationen von ihrer Form ab.

4. Experimenteller Aufbau

4.1 Interferometerkomponenten und ihre Dimensionierung

4.1.1 Michelson- bzw. Mach-Zehnder-Aufbau

- a) Unterbau: Sowohl das Michelson- als auch das Mach-Zehnder-Interferometer ist sehr anfällig gegen äußere Einflüsse wie Erschütterungen oder thermisch bedingte Luftturbulenzen. Ein sinnvolles interferometrisches Arbeiten wird erst möglich, wenn das gesamte Interferometer schwingungsgedämpft aufgebaut wird. Für kleine Aufbauten genügt als Unterlage der Schlauch eines Autobusreifens, für größere eignet sich eine Granitplatte, die auf (mit etwa 3 bar N_2) schwingungsgedämpften Beinen steht.
- b) Laser: Ein Laser eignet sich hervorragend für Interferenzversuche, da sein Strahl aufgrund der großen Intensität und seiner hohen zeitlichen und räumlichen Kohärenz stark aufgeweitet werden kann. Für die Versuche wurde ein He-Ne-Gas-Laser der Nippon Electric Company mit 5m W Ausgangsleistung in der TEM_{00} -Mode benutzt; das ausgesandte Licht enthält die Wellenlängen 632,8 nm (rot), 1152,3 nm und 3391,2 nm (beide infrarot) (3, S. 486).
- c) Raumfilter: Die Aufweitung des in guter Näherung als Parallelbündel mit einem Durchmesser von 1 mm emittierten Laserstrahls kann mit einem Mikroskopobjektiv geschehen. Dabei wird der Laserstrahl zunächst fokussiert und geht nach dem Fokus divergent weiter. Der so aufgeweitete Strahl besitzt aber zahlreiche Beugungsbilder, die durch Interferenz der gewünschten Welle mit Sekundärwellen entstehen. Diese Sekundärwellen werden durch Kratzer oder Staubteilchen auf den Linsenoberflächen oder durch Mehrfachreflexionen an ihnen erzeugt und passieren die Brennebene des Objektivs nicht in dessen Brennpunkt. Sie können daher mit einer im Brennpunkt des Objektivs angebrachten kreisförmigen Lochblende, der sogenannten Modenblende, ausgeblendet werden. Dabei muß der Durchmesser der Blende mindestens gleich dem Durchmesser des ersten dunklen Beugungsrings des vom Objektiv ausgehenden Beugungsbildes sein, nur dann entsteht die für Interferenzversuche benötigte saubere Gauß'sche Intensitätsverteilung. Die Kombination von Mikroskopobjektiv und Blende wird Raumfilter genannt. Da die Intensität des aufgeweiteten Strahles am Rand

stark abfällt, sollte der Strahldurchmesser etwa zwei- bis dreimal so groß wie der der Testapertur sein; als geeignet für alle Tests erwies sich die Kombination eines Mikroskopobjektives 45 x 0,65 mit einer Modenblende von 10 μm Durchmesser. Weitere mögliche Kombinationen lassen sich aus Abb. 4.1 {4, S. 52} ablesen.

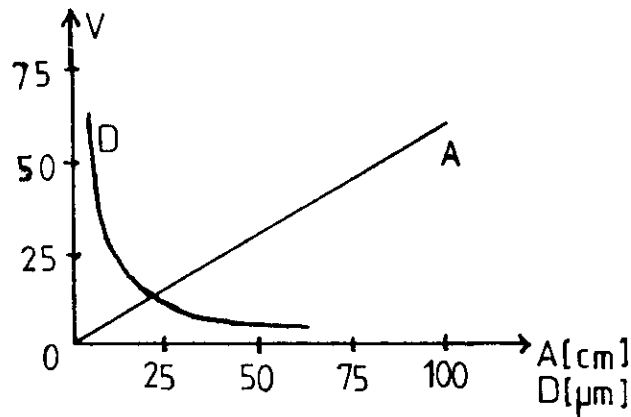
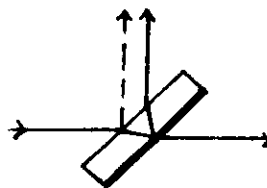


Abb. 4.1: Laserstrahlaufweitung in einem Abstand von 1m mit Mikroskopobjektiven verschiedener Vergrößerung (Kurve A). Zu den verschiedenen Mikroskopobjektiven gehörende Lochblenden (Kurve D). A = Aufgeweitete Strahlbreite; V = Vergrößerung des Mikroskopobjektives; D = Durchmesser der Lochblende.

- d) Zeiss-Objektiv: Mit dieser Linse ($f = 500 \text{ mm}$, $\varnothing 63 \text{ mm}$) konnte aus dem vom Raumfilter divergierenden Strahl ein fehlerfreies Parallelbündel erzeugt werden (siehe Testergebnis S. 40).
- e) Strahlteiler: Der benutzte Strahlteiler ($\varnothing 120 \text{ mm}$; 50% Reflexion und 50% Transmission; Planheit von $\lambda/57$) erzeugte mit der nicht verspiegelten Seite eine wenn auch schwache, so doch oft störende "Geisterreflexion" (Abb. 4.2) und damit zusätzliche, sich den gewünschten Interferenzfiguren überlagernde Streifen.

Abb. 4.2:



- f) Die weiteren benötigten Interferometerkomponenten (Planspiegel von $\lambda/20$ Planheit, Konkavspiegel und Linsen, deren Güte in 6.2 und 6.3 überprüft wurde, werden soweit erforderlich bei den jeweiligen Testaufbauten angegeben.

4.1.2 PDI-Aufbau

- a) Unterbau: Das PDI ist gegenüber Erschütterungen sehr unempfindlich, so daß eine Schwingungsdämpfung nicht erforderlich ist.—Für Raumfilter, Linsen und Spiegel gilt das unter 4.1.2 Gesagte.
- b) Die Point-Diffraction-Platte: Um mit dem PDI gute Testergebnisse zu erhalten, müssen drei Bedingungen erfüllt sein:
1. Wird das PDI in Transmission benutzt, darf die teildurchlässige Schicht die durchgehende Wellenfront nicht deformieren.
 2. Die PDI-Apertur sollte im Idealfall exakt rund sein.
 3. Die Amplituden der Test- und Referenzweile müssen etwa gleich groß sein.

Die Abstimmung der beiden Amplituden aufeinander ist jedoch sehr schwierig, da die Pinholegröße stets geringfügig kleiner sein muß als das zentrale Maximum der "point spread function" {9} (die "point spread function" gibt das Profil der nach der Abbildung durch das Testobjekt in der Bildebene resultierenden Strahlungsverteilung an {3, S. 404}), so daß der gebeugte Strahl sich stärker als der transmittierte bzw. reflektierte Strahl aufweitet und das Bild des Testobjektes gleichmäßig ausleuchtet. Von der Lochgröße aber hängt im Transmissionsfall die zu verwendende Schichtdicke ab, wobei kleinere Löcher eine höhere Durchlässigkeit der Schicht erfordern. Aufgrund dieser Betrachtungen erwies sich die von der Firma Ealing hergestellte PDI-Platte (eine Metallplatte mit einer Apertur von 0,8 mm Durchmesser, in dieser Apertur befindet sich eine homogene transparente Schicht mit einem in sehr guter Näherung runden Loch ($\varnothing 10 \mu\text{m}$)) in nicht allen Testfällen als geeignet (s. auch Kap. 6).

Eigene Versuche zur Herstellung geeigneter PDI-Platten scheiterten zunächst daran, runde Löcher so geringer Größe in genügend dünnen Schichten herzustellen (Größenordnung $5 \mu\text{m}$ bis $60 \mu\text{m}$ bei 4% bis 10% Transmission), zumal diese Schichten sich möglichst nicht auf einem (im konvergenten Strahlenbündel zusätzliche Aberrationen hervorrufenden {11, S. 83}) Träger befinden sollten. Als brauchbar erwiesen sich

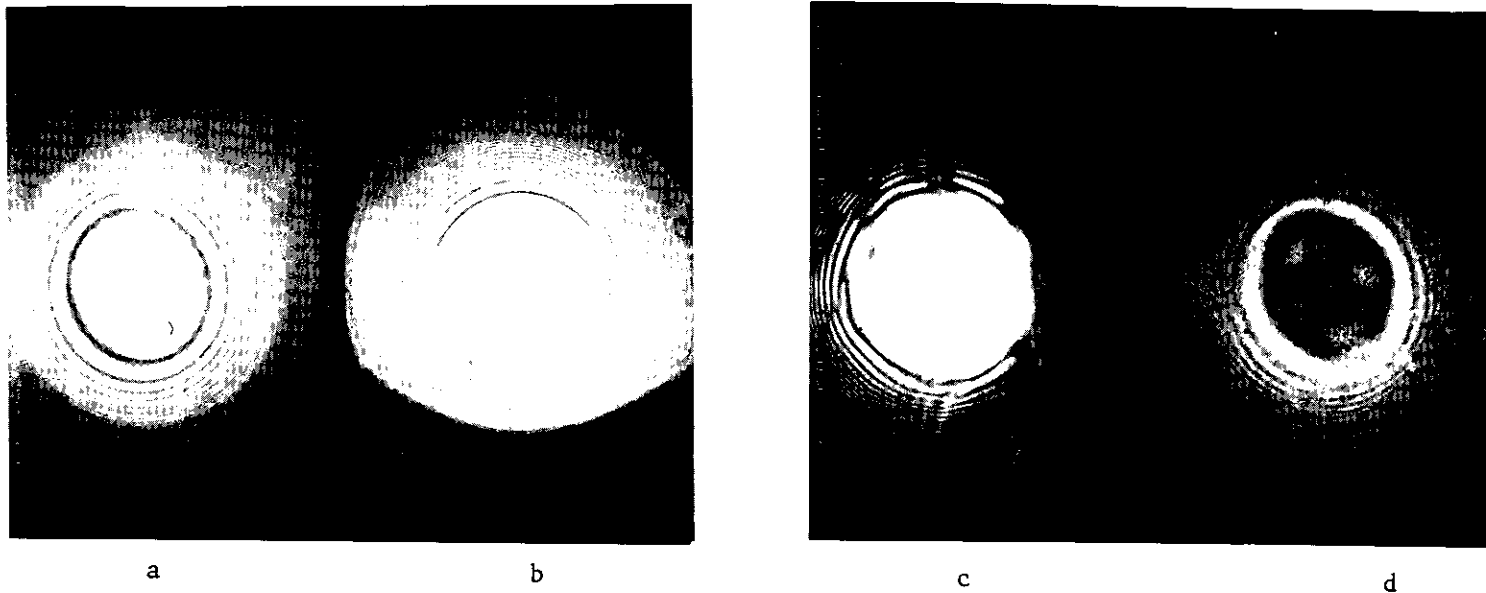


Abb. 4.3: Diese vier Aufnahmen entstanden mit dem Aufbau von Abb. 6.19a und zeigen das Interferogramm einer leicht gegen die optische Achse geneigten Linse mit sphärischer Aberration (S. 26). (Wegen der Neigung der Linse sind die im Interferogramm sichtbaren Kreise nicht "rund") Als PDI benutzt wurde:

- a) Das PDI der Firma Ealing.
- b) Eine nur wenig von der Kreisform abweichende Apertur von etwa $20\ \mu\text{m}$ Durchmesser in einer Kohlenstoffschicht von $800\ \text{Å}$ Dicke.
- c) Ein ebenfalls fast rundes Loch von etwa $50\ \mu\text{m}$ Durchmesser, aber am Rand der Schicht von b) gelegen: Durch Reflexionen an der Metallumrandung wird das Interferogramm verfälscht.
- d) Eine stark von der Kreisform abweichende Apertur in der Kohlenstoffschicht von b).

schließlich:

1. Kohlenstoffschichten von etwa 800 \AA Dicke, die freitragend über maximal 4 mm^2 großen Öffnungen dünner Bleche aufgefangen wurden
2. Freitragende Goldschichten von 500 \AA Dicke.

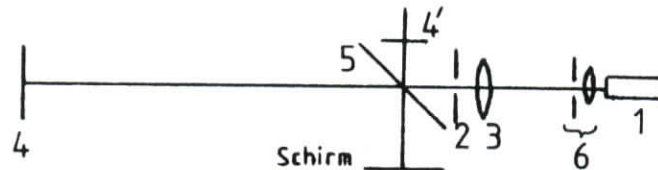
Beide Folien enthielten viele Löcher verschiedener Formen und Größen, von denen mit Hilfe eines Mikroskopes für den jeweiligen Test geeignete Löcher ausgewählt wurden. Der Vergleich der von verschiedenen "Gold-PDI" bzw. "Kohlenstoff-PDI" erzeugten Interferogramme von dem gleichen Testobjekt ergab (Abb. 4.3), daß nur geringfügig von exakten Kreisen abweichende Lochformen noch recht gute Testergebnisse liefern. (Daher ist es auch gerechtfertigt, durch leichte Neigung des PDI das reflektierte Bild am Testobjekt vorbeizuführen wie im Test des Torcids, S. 47).

Eine weitere Möglichkeit zur Herstellung einer PDI-Platte besteht darin, ein möglichst rundes Diamantkorn (aus einer Schleifpaste) als "inverses PDI" (zentrales Hindernis statt zentraler Apertur) zu benutzen. Die technische Realisierung ist allerdings schwierig, da ein Korn von 5 \mu m bis 60 \mu m Größe kaum so auf einer Unterlage befestigt werden kann, daß nicht durch Reflexion oder Streuung von Licht am Klebstoff das Interferogramm verfälscht wird.

4.2 Justierung

Das Justieren muß bei interferometrischen Aufbauten sehr exakt erfolgen, um keine unnötigen Fehlerquellen zu erzeugen. Da es ein Ziel dieser Arbeit war, interferometrische Aufbauten für den Test von Spiegeln zu erproben und so zu beschreiben, daß Standardmessungen an optischen Komponenten ohne lange Vorbereitungen möglich sind, folgen nun ausführliche Justieranleitungen mit Hinweisen, die den Justiervorgang sehr verkürzen können.

4.2.1 Justierung des Michelsoninterferometers



1. Der Laser (1) wird am Ende einer in Kreuzform aufgebauten optischen Bank (Firma S + H) so montiert, daß sein Strahl parallel zur optischen Bank in einer Höhe von etwa 21 cm verläuft.
2. Eine Irisblende (2) wird konzentrisch zum Laserstrahl direkt vor dem Kreuz aufgestellt (sie dient im folgenden als Justierhilfe).
3. Wird für den späteren Test paralleles Licht benötigt, wird nun das Zeiss-Objektiv ($f = 500 \text{ mm}$, (3)) in etwa 600 mm Entfernung vom Laser so in den Strahlengang gebracht, daß der durchgehende Laserstrahl nicht abgelenkt wird.
4. Nacheinander werden zwei Planspiegel in (4) durch Autokollimation genau senkrecht zur optischen Achse einjustiert; der eine Spiegel wird dann ohne weitere Verstellungen mit dem zugehörigen Reiter in Position (4') gebracht.
5. Der Strahlteiler wird so auf das Kreuz gestellt, daß die von den Planspiegeln (4), (4') reflektierten Teilstrahlen sich nach der Wiedervereinigung genau decken. (Die durch die Dicke des Strahlteilers bedingte seitliche Versetzung der Teilstrahlen kann es erfordern, daß alle weiteren in den Interferometerarmen (4)-(5) bzw. (5)-Schirm befindlichen optischen Komponenten ebenfalls seitlich versetzt anzubringen sind).

6. Nun wird das Raumfilter ((6), zunächst noch ohne Modenblende) in den Strahlengang direkt vor den Laser gestellt. Durch horizontale und vertikale Verstellung wird die Achse des sich kegelförmig aufweitenden Strahles mit der optischen Achse des bisherigen Aufbaus zur Deckung gebracht. (Der hinter der Irisblende entstehende Lichtfleck muß bei deren Schließen gleichmäßig abgedunkelt werden). Danach wird durch Einstellung nach drei Freiheitsgeraden die Modenblende in den Brennpunkt des Mikroskopobjektivs gebracht. Ist das Raumfilter richtig eingestellt, wird es von einem Strahlenbündel mit sauberer Gauß'scher Intensitätsverteilung verlassen.
7. Durch leichte Verkippung des einen Planspiegels werden Interferenzlinien auf dem Schirm erzeugt. Erhält man trotz bisher exakt durchgeführter Justierung keine oder nur sehr undeutliche Interferenzen, so muß der Abstand beider Spiegel und damit der Gangunterschied der Teilstrahlen verändert werden (siehe auch S. 8 und S. 10).
8. Durch Verschieben des Zeiss-Objektives entlang der optischen Achse wird sein Brennpunkt mit dem des Mikroskopobjektivs zur Deckung gebracht. Die hierdurch erfolgende Kollimation des Strahlenbündels muß sehr genau erfolgen, da durch leicht divergente oder konvergente Lichtbündel spätere Testergebnisse verfälscht werden können. Trick: Stehen die beiden Planspiegel in den Stellungen (4), (4'), so werden wirklich gerade Interferenzstreifen nur bei exakt parallelem Licht erhalten.

Zur Handhabung des Interferometers; Test der Genauigkeit

Steht ein gut justiertes Michelson-Interferometer zur Verfügung, so wird das Testobjekt, wie bei den einzelnen Testbeschreibungen angegeben, in den Strahlengang (zwischen (4), (5)) gestellt. Da in Autokollimation getestet wird, müssen der auf das Testobjekt fallende und der von dort reflektierte Strahl exakt zusammenfallen. Interferenzen lassen sich dann gut einstellen, wenn bei zunächst fast geschlossener Irisblende (2) durch (falls nötig) leichtes Nachjustieren des Referenzspiegels beide Teilstrahlen auf dem Schirm zur Deckung gebracht werden. Der Test selbst erfolgt meist bei geringer Neigung der Teilstrahlen gegeneinander, so daß einige Streifen über

das Interferenzbild verlaufen. Deren Orientierung sollte so gewählt sein, daß Asymmetrien optimal hervortreten. Liefern die bei verschiedenen Streifenorientierungen erhaltenen Interferogramme die gleichen Ergebnisse (haben z.B. die aus ihnen gewonnenen Konturenkarten (S. 31) das gleiche Aussehen), so stammen die dort ablesbaren Fehler nur vom Testobjekt. Denn durch die Drehung des Referenzspiegels werden verschiedene Bereiche von diesem und vom Strahlteiler ausgeleuchtet, so daß unterschiedliche Ergebnisse auf Fehler dieser Komponenten hinweisen.

4.2.2 Justierung des Mach-Zehnder-Interferometers

Die Justierung erfolgt analog der des Michelson-Interferometers: Die Voll- und Teilerspiegel sind so zu justieren, daß die aus S_2 (Abb. 2.5) austretenden Strahlenbündel ganz zusammenfallen oder (für Streifeneinstellung) einen sehr kleinen Winkel miteinander bilden.

4.2.3 Justierung des PDI

1. Das Testobjekt wird so aufgebaut und beleuchtet, wie es seiner späteren Anwendung entspricht, wobei Strahlaufweitung und gegebenenfalls Strahlkollimierung wie beim Michelsoninterferometer erfolgen.
2. Die PDI-Platte wird mit der Apertur konzentrisch zur optischen Achse des Systems in den Strahlengang gebracht. Trick: wird die Apertur zunächst etwas vor oder hinter dem Fokus des Testobjektes plaziert, findet man auch bei noch seitlicher Dejustierung des PDI bereits Interferenzen.
3. An Hand des bereits vorhandenen Interferenzbildes wird das PDI nun exakt in den Fokus des Testobjektes gebracht. Dafür muß das PDI in drei Dimensionen sehr gut justiert werden können; als Halterung geeignet ist eine Kombination von zwei Schlitten für die horizontale Justierung mit einer vertikal feinverstellbaren Säule (Abb. 6.14).

5. Auswertung von Interferogrammen

Die mit interferometrischen Methoden erhaltenen Interferogramme sind Höhenlinienkarten, die bei optimaler Justierung des Interferometers direkt die Wellenfrontdeformationen der vom Testobjekt ausgehenden Welle angeben. Die Deformationen entstehen durch zwei Arten von Testobjektdefekten:

1. Oberflächenrauigkeiten und Beschädigungen, die lokale Störungen der Wellenfront hervorrufen,
2. Formungenauigkeiten, die die sogenannten Seidel'schen Aberrationen bedingen und die gesamte Wellenfront beeinflussen.

5.1 Seidel'sche Aberrationen

Es wird im folgenden zunächst betrachtet, welche Aberrationen es gibt und wie sie in Interferogrammen zu erkennen sind. Dazu muß die Wellenaberration W , d.h. der Abstand von Referenzwelle R (mit dem idealen Gauß'schen Bildpunkt P_0 im Zentrum) und Testwelle T , gemessen entlang des Strahles r in Richtung $R \rightarrow T$ (Abb. 5.1, [12, S. 77]), als Funktion von den Konstruktionsdaten des optischen Systems und den Koordinaten des Objektpunktes berechnet werden.

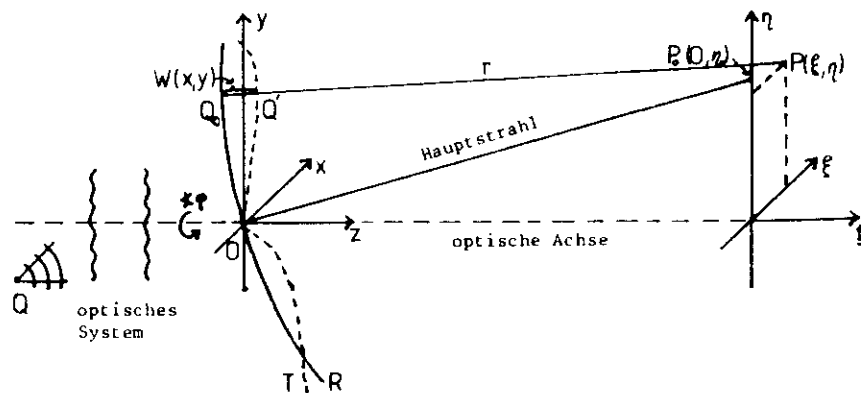


Abb. 5.1: ξ, η : Koordinaten des Bildpunktes in der Bildebene
 x, y : Koordinaten der Ausgangspupille
 Q : Objektpunkt
 P : wahrer Bildpunkt von Q
 P_0 : Bildpunkt von Q , falls keine Aberrationen vorhanden wären (Gauß'scher Bildpunkt)

Dies kann analog geschehen zu der von Sir William Hamilton um 1830 entwickelten und sehr eleganten Theorie der Aberrationstypen {12, S. 86}. In dieser Theorie wird durch den Übergang zu nicht verschwindenden Apertur- und Bildwinkeln der Geltungsbereich der Gauß'schen Optik, die sich nur auf die paraxiale Region eines optischen Systems bezieht, verlassen. Die bei der exakten, aber komplizierten Beschreibung des funktionalen Zusammenhanges zwischen Objekt- und Bildpunkt auftretenden trigonometrischen Funktionen werden durch ihre Potenzreihen ersetzt. Auf diese Weise und unter Beachtung der Rotationssymmetrie des zentrierten optischen Systems erhält man schließlich für die Wellenaberration W {12, S. 87} :

$$\begin{aligned}
 W(x^2+y^2, y\eta, \eta^2) = & a_1(x^2+y^2) + a_2y\eta + a_3\eta^2 + b_1(x^2+y^2)^2 \\
 & + b_2y\eta(x^2+y^2) + b_3y^2\eta^2 + b_4\eta^2(x^2+y^2) + b_5y\eta^3 \\
 & + b_6\eta^4 + \dots\dots \text{(Terme dritter und höherer Ordnung)}
 \end{aligned}$$

Da $W(0, 0, \eta^2) := 0$ (siehe Abb. 5.1) dürfen folglich keine von x und y unabhängigen Terme existieren, die Koeffizienten a_3, b_6, \dots von η^2, η^4, \dots sind also gleich null. Die beiden linearen Terme $x^2 + y^2$ und $y\eta$ werden in der Hamilton'schen Theorie nicht als Aberrationsterme betrachtet, da sie nur eine longitudinale bzw. transversale Verschiebung des Referenzkugelmittelpunktes und damit eine nicht optimale Justierung des Systems darstellen.

Die fünf Terme zweiten Grades mit den Koeffizienten b_1 bis b_5 werden die primären oder auch Seidel'schen Aberrationsterme genannt, da sie von L. Seidel 1856 zuerst explizit berechnet wurden {12, S. 121}. Sie geben bereits eine gute und (außer für Systeme mit sehr großem Öffnungsverhältnis) auch ausreichende Beschreibung der Abbildungsfehler. Diese fünf Aberrationsterme lassen sich für ein gegebenes System numerisch berechnen (dazu s. z.B. {12, S. 111-142}); sie sollen im folgenden aber nur qualitativ betrachtet werden.

1. Die sphärische Aberration (auch Öffnungsfehler genannt) wird durch den Term $b_1(x^2+y^2)^2$ oder in Polarkoordinaten ($\rho^2 := x^2+y^2, \tan\phi := \frac{x}{y}, x = \rho\sin\phi, y = \rho\cos\phi, W(x^2+y^2, y\eta, \eta^2) \rightarrow W(\rho^2, \rho\cos\phi, \eta^2)$) durch $b_1\rho^4$ beschrieben. Die Abweichung der Wellenfront von der Referenzkugel ist somit achsensymmetrisch bezüglich des Hauptstrahls und tritt unabhängig von dessen Neigung auf, da der Term nicht von η abhängt. Das Profil in der y - z -Ebene ist in Fig. 5.2 dargestellt, beide Wellenfronten haben die gleiche Krümmung auf der optischen Achse {12, S. 90}.

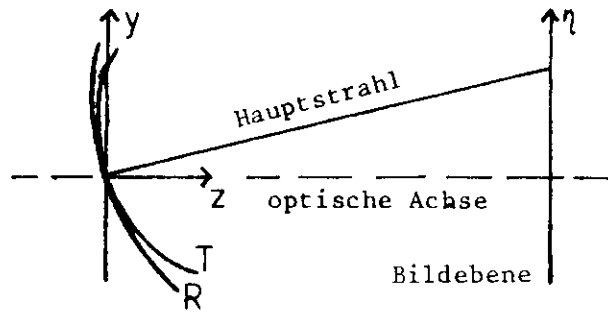


Abb. 5.2

Blickt man in Richtung des Hauptstrahls und betrachtet Linien konstanter Wellenfrontaberration, so erhält man für die sphärische Aberration, die eine Funktion der Fokallänge eines optischen Systems in Abhängigkeit von der Apertur ist, die Abb. 5.3a {12, S. 91}.

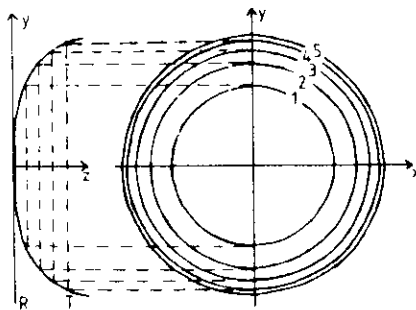


Abb. 5.3a

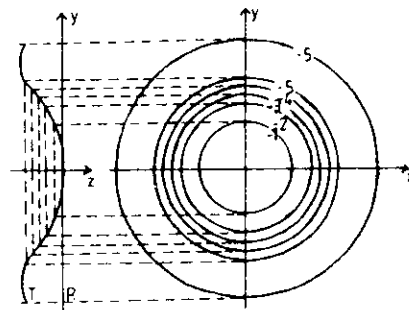


Abb. 5.3b

Durch Verschieben der Test- gegen die Referenzwellenfront entlang der optischen Achse läßt sich der Abstand beider und damit die Wellenfrontaberration verkleinern, ein Beispiel zeigt Abb. 5.3b {12, S. 97/98}. Mit z.B. dem Michelson-Interferometer erhält man den Abb. 5.3a, b entsprechende Konturenkarten, wobei jeder Interferenzstreifen dann einen Zuwachs der Wellenaberration um eine halbe Wellenlänge anzeigt.

2. Die Koma (auch Asymmetriefehler) wird durch den Term $b_2 y \eta (x^2 + y^2)$ bzw. $b_2 \rho^3 \eta \cos \varphi$ dargestellt. Wegen dem Faktor η tritt diese Aberration nicht für achsenparallel einfallende Strahlenbündel auf, wächst aber linear mit dem Abstand des Bildpunktes von der Achse an. Die Koma, die einer Variation der Vergrößerung mit der Apertur entspricht, ist eine ungerade Funktion von y . Die Testwellenfläche wölbt sich daher im y - z -Schnitt nach entgegengesetzten Seiten von der Referenzkugel weg (Abb. 5.4). In Richtung des Hauptstrahles gesehen, ergibt sich somit die in Abb. 5.5a dargestellte Konturenkarte {12, S. 99}.

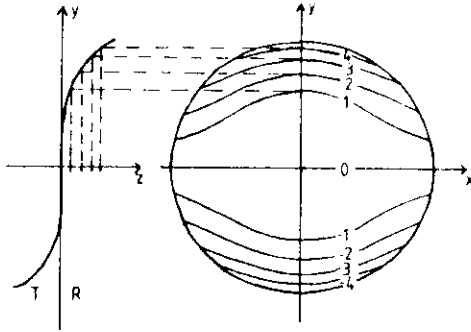


Abb. 5.4

Abb. 5.5a

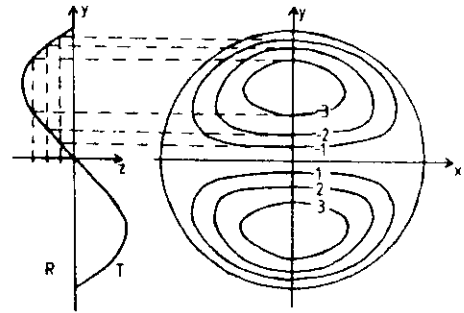


Abb. 5.5b

Abb. 5.5b zeigt eine komatische Wellenfläche, deren Zentrum entlang der η -Achse verschoben wurde. Dadurch wird zwar die Wellenaberration nicht verringert, aber die Lichtstrahlen werden besser im Bildpunkt zentriert {12, S. 104}.

3. Der Astigmatismus (Zweischalenfehler) gehört zu dem Term $b_3 y^2 \eta^2$ bzw. $b_3 \varphi^2 \cos^2 \varphi \eta^2$. Auch diese Aberration tritt wegen dem Faktor η^2 nur für nicht achsenparallel einfallende Strahlen auf und nimmt quadratisch mit dem Einfallswinkel zu. Die Wellenfläche krümmt sich im Meridionalschnitt (y - z -Schnitt) nach der einen, im Sagittalschnitt (enthält den Hauptstrahl und steht senkrecht auf dem Meridionalschnitt) nach der entgegengesetzten Seite von der Referenzkugel parabelförmig weg {13, S. 252}. Das astigmatische Bild eines Punktes hat die Form zweier in verschiedenen Ebenen liegender und senkrecht aufeinander stehender Linien, die die sogenannten astigmatischen Foki darstellen. Die Abbildungen 5.6 zeigen die mit einer astigmatischen Wellenfront erhaltenen Konturenkarten. Das Zentrum P_0 der Referenzwelle liegt dabei {14, S. 146}.

- außerhalb des Intervalls I, das die beiden Foki trennt
- auf einem der beiden Foki, wobei die parallelen Streifen senkrecht zur Richtung der Fokallinie verlaufen
- innerhalb des Intervalls I

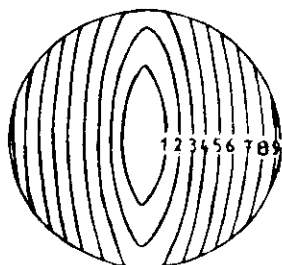


Abb. 5.6a

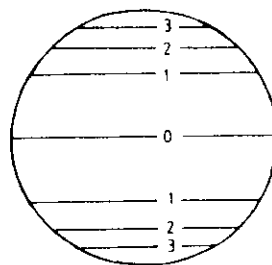


Abb. 5.6b

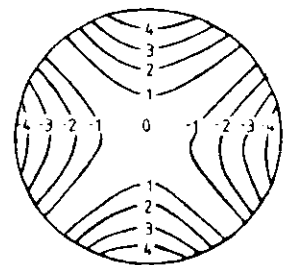


Abb. 5.6c *

Die bis jetzt betrachteten drei Aberrationstypen bilden die einzelnen Punkte unscharf ab und die dadurch entstehenden Wellendeformationen lassen sich wie beschrieben nachweisen:

- a) Ist die Deformation völlig symmetrisch bzgl. des Zentrums der Ausgangspupille (Abb. 5.1), so liegt sphärische Aberration vor.
- b) Es handelt sich um Astigmatismus, wenn zwei Symmetrieebenen vorhanden sind
- c) Liegt nur eine Symmetrieebene vor, deutet dies auf Koma hin.

Die zu dem Term $b_4 n^2 (x^2 + y^2)$ gehörende Bildfeldwölbung und die durch $b_5 n^3$ beschriebene Distortion (Verzeichnung, der Abbildungsmaßstab ist für verschiedene Neigungswinkel im Objektraum nicht gleich) bilden jedoch die einzelnen Punkte scharf ab, wenn auch nicht auf den (idealen) Gauß'schen Bildpunkt {12, S. 73}. Diese beiden Aberrationen lassen sich daher interferometrisch nicht feststellen.

Es sei noch bemerkt, daß die Reihenfolge "sphärische Aberration, Koma; Astigmatismus, Bildfeldkrümmung und Distortion" nicht zufällig gewählt ist, da (außer bei der sphärischen Aberration und der Bildfeldkrümmung) die Größe einer Aberration von der Lage vorhandener Blenden abhängt, falls die vorstehende Aberration ebenfalls vorhanden ist (siehe dazu z.B. {3, S. 179 ff; 12, S. 129 - 133}). Dies muß bei einer exakten Messung der Aberrationen eines Systems berücksichtigt werden.

5.2 Quantitative Analyse

Sind die Deformationen der Testwelle nicht sehr groß, ist es oft günstiger, statt der optimalen Einstellung des Interferometers eine solche zu wählen, bei der etwa 10 bis 30 Fizeau'sche Streifen zu sehen sind. Werden die Deformationen nur durch Oberflächenrauhigkeiten hervorgerufen, so kann dann das Interferogramm mit der sehr einfachen, unter 5.2.1 beschriebenen Methode ausgewertet werden. Liegen (auch) Aberrationen vor, so werden keine geraden Streifen mehr erhalten und die Konturenkarten haben je nach Wahl des Referenzzflächenzentrums ein sehr unterschiedliches Aussehen (vgl. z.B. Fig. 5.3a, b oder Fig. 5.5a, b). In diesem Fall bietet sich die unter 5.2.2 beschriebene Methode an, bei der nicht nur die Deformationen relativ zu einer ungeneigten Referenzfläche bestimmt werden, sondern zusätzlich noch durch Ausgleichung die Referenzfläche ermittelt wird, für die die Abweichung der Testwelle von der Referenzwelle minimal wird.

5.2.1 Analyse für ebene Testflächen

Durch Wahl von drei Referenzpunkten A, B, C wie in Abb. 5.7 {15} wird die geneigte Referenzebene bestimmt. Es werden nun entsprechend Abb. 5.7 zu \overline{AB} parallele, gerade und äquidistante Linien gezogen, die die Konturen darstellen, die man im Falle einer perfekten geneigten Wellenfront erhalten hätte. Dann ergibt sich die Wellendeformation W in jedem Punkt P eines Interferenzstreifens zu $W = \frac{\Delta}{s}$ (gemessen in Einheiten der Wellenlänge), wenn s der Abstand der äquidistanten idealen Linien und Δ der Abstand von P zur entsprechenden Hilfslinie ist.

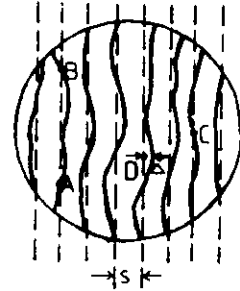


Abb. 5.7

5.2.2 Analyse für sphärische und asphärische Testflächen

Die Deformationen D einer von einer ebenen oder sphärischen Oberfläche ausgehenden Welle lassen sich nach {15} darstellen durch

$$D_i = a + bx_i + cy_i + d(x_i^2 + y_i^2) - N_i \lambda \quad (1)$$

wenn x_i, y_i die rechtwinkligen Koordinaten eines Punktes auf den Interferenzstreifen der Ordnung N und die N_i ganze Zahlen sind. Dabei wird durch $a + bx_i + cy_i$ die Neigung und durch $d(x_i^2 + y_i^2)$ eine leichte Dejustierung berücksichtigt. Handelt es sich um eine asphärische Oberfläche, so werden entsprechende Terme zu (1) addiert. Mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate werden dann die Koeffizienten von (1) bestimmt durch Lösen von Gleichungen der Art {15}

$$\begin{aligned} aI + b\sum_{i=1}^I x_i + c\sum_{i=1}^I y_i + d\sum_{i=1}^I (x_i^2 + y_i^2) (+ \dots) &= \sum N_i \lambda \\ a\sum x_i + b\sum x_i^2 + c\sum x_i y_i + d\sum x_i (x_i^2 + y_i^2) (+ \dots) &= \sum x_i N_i \lambda \\ \vdots & \vdots \\ a\sum (x_i^2 + y_i^2) + b\sum x_i (x_i^2 + y_i^2) + c\sum y_i (x_i^2 + y_i^2) + d\sum (x_i^2 + y_i^2)^2 + \dots &= \sum (x_i^2 + y_i^2) N_i \lambda \end{aligned}$$

so daß nun für jeden gemessenen Punkt durch (1) die zugehörige Wellendeformation bekannt ist. Liegen Seidel'sche Aberrationen vor, die nach 5.1 leicht erkannt werden können, so erhält man durch Addition der zugehörigen Terme zu (1) Richtung und Betrag dieser Aberrationen.

Alternativ zu diesem Näherungsverfahren kann die Lage der Interferenzstreifen mit Hilfe von exakten Strahlberechnungen gefunden und analog 5.2.1 mit der Lage der interferometrisch erhaltenen Streifen verglichen werden. Dies ist aber eine langwierige und nur numerisch zu bewältigende Methode (siehe dazu z.B. {11, S. 217 - 325; 12, S. 143 - 171}).

5.3 Darstellung der Ergebnisse

Aus den nach 5.2 gefundenen Werten kann der Maximal- und der rms-Wert der Wellendeformation berechnet werden. Auch können Konturenkarten gezeichnet werden; ein exemplarisches Beispiel ist in Abb. 6.12 zu sehen.

6. Testdurchführung

6.1 Test von Planspiegeln

Planspiegel werden benötigt 1.) um die vom Quellpunkt am Speicherring ausgehende Synchrotronstrahlung in Richtung zu den jeweiligen Apparaturen abzulenken und 2.) um als Vorspiegel (nach Wahl eines bestimmten Anstellwinkels und Belages) ein Abschneiden des einkommenden Spektrums zu kleinen Wellenlängen hin zu bewirken. Dabei werden die Planspiegel durch die direkte Bestrahlung stark beansprucht:

- a) durch Absorption im Röntgenbereich sind sie hohen thermischen Belastungen ausgesetzt, so daß die Gestalt und Oberflächenstruktur beeinflusst werden kann;
- b) durch Photoemission entstehen starke elektrische Felder, die bei Isolatoren vermutlich bis zur Feldemission und damit zur völligen Zerstörung der Oberfläche führen können.

Abb. 6.1 zeigt drei aus Cerodur bestehende Planspiegel, die in den Spiegelkammern I (b, c) bzw. II (a) am Speicherring unterschiedlichen Belastungen ausgesetzt waren. Um die Art und Größe ihrer offensichtlichen Beschädigungen festzustellen, sollten sie interferometrisch untersucht werden. Aufgrund ihrer Länge mußte dies bei streifendem Lichteinfall geschehen, dabei verringert sich allerdings das Auflösungsvermögen von $\frac{1}{10} \cdot \frac{\lambda}{2}$ auf $\frac{1}{10} \cdot \frac{\lambda}{2 \sin \alpha}$, wenn α wie in Abb. 6.2, die den verwendeten Michelson-Aufbau zeigt, gemessen wird.

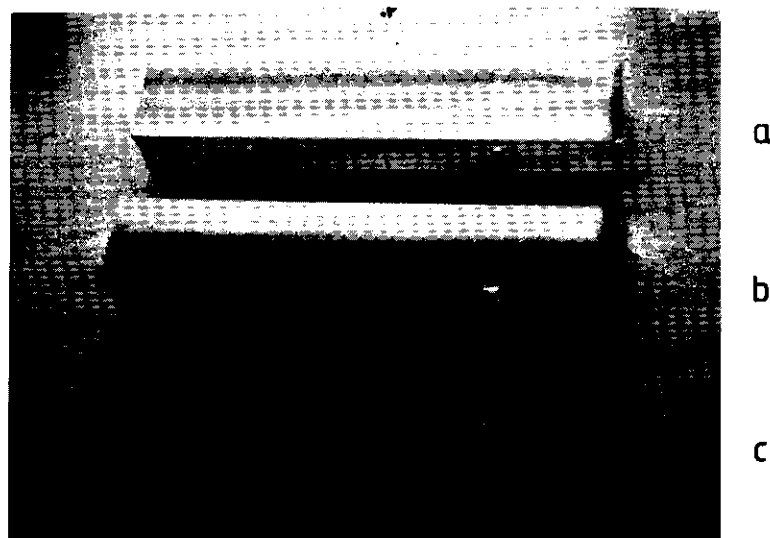


Abb. 6.1

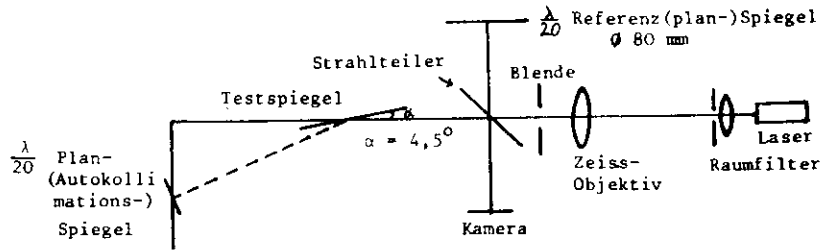


Abb. 6.2

a) Für den Spiegel a wurden die Abbildungen 6.3 erhalten (da kein genügend großer Kollimationsspiegel zur Verfügung stand, mußten der obere und der untere Teil des Spiegels einzeln getestet werden). Es entstand Abb. 6.3c bei optimaler Justierung des Interferometers (bei fehlerfreiem Testspiegel wäre das Gesichtsfeld also gleichmäßig ausgeleuchtet), b) bei sehr geringer und a) bei stärkerer Neigung der interferierenden Strahlen zueinander. Abb. 6.3d ist ein Ausschnitt mit anderer Streifenorientierung, Abb. 6.3' zeigt die Zuordnung des Interferogramms zur Spiegelfläche.

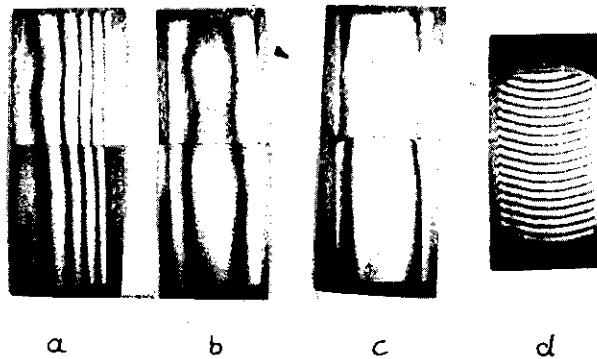


Abb. 6.3

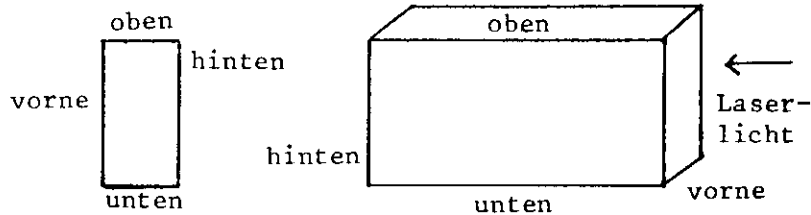


Abb. 6.3'

Durch Vergleich von Abb. 6.3 und Abb. 6.1a folgt, daß die Interferenzlinien an den Stellen die größten Auslenkungen haben, wo die Belastung der Spiegeloberfläche am stärksten war. Ob dort eine Vertiefung oder eine Erhebung vorliegt, läßt sich folgendermaßen feststellen: Durch leichten Druck wird der Testspiegel in Richtung Strahlteiler bewegt. Dann wandern (siehe auch Abb. 3.4) die Interferenzstreifen in Richtung der Auslenkung, falls eine Erhebung vorliegt, andernfalls entgegengesetzt.

Um für die Auswertung eine bessere Streifenverteilung zu haben, wurde der Spiegel auch stückweise bei senkrechtem Lichteinfall getestet; eines der dabei erhaltenen (identisch aussehenden) Bilder zeigt Abb. 6.3". Danach und nach 5.2.1 weist dieser Spiegel an den beiden Stellen größter Strahlenbelastung Vertiefungen von $0,28 \mu\text{m} \pm 10\%$ auf.



Abb. 6.3"

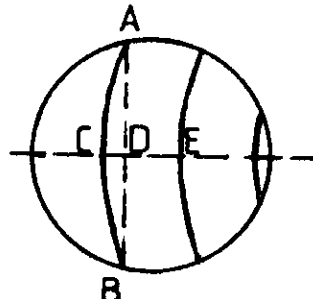


Abb. 6.4

Es läßt sich weiterhin folgern, daß der Spiegel nicht plan, sondern konkav ist: er weicht in Querrichtung (Abb. 6.3d) um etwa $\frac{\lambda}{2}$, in Längsrichtung (Abb. 6.3c) jedoch um etwa $\frac{1}{2} \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} \approx \frac{\lambda}{0,3} \approx 3\lambda$ von der Ebenheit ab. Für kleine Abweichungen (unter 1λ) läßt sich nach {16, S. 560} der Krümmungsradius R der Fläche angeben zu

$$R = \frac{v^2}{\epsilon \cdot \lambda} - \frac{q^2}{\lambda} (1 - \epsilon)$$

wenn $q := \overline{CE}$, $p := \overline{CD}$, $\epsilon := \frac{p}{q}$ und $2v := \overline{AB}$ wie in Abb. 6.4 definiert sind. Dieser Spiegel besitzt somit in Querrichtung einen Krümmungsradius von etwa 20 km.

- b) Der Spiegel b (Abb. 6.1b) liefert fast identische Interferogramme; da (wie erwähnt) die ganze Spiegelfläche nicht auf einmal getestet werden konnte, zeigt Abb. 6.5 nur den interessanten mittleren Teil, der der höchsten Belastung ausgesetzt war. Es lassen sich die gleichen Ergebnisse wie unter a) ableiten. Beide Spiegel wurden unter einem Glanzwinkel von etwa $7,5^\circ$ in 30 m Entfernung vom Quellpunkt der von Elektronen der Energie $\approx 3,5 \text{ GeV}$ erzeugten Synchrotronstrahlung ausgesetzt.

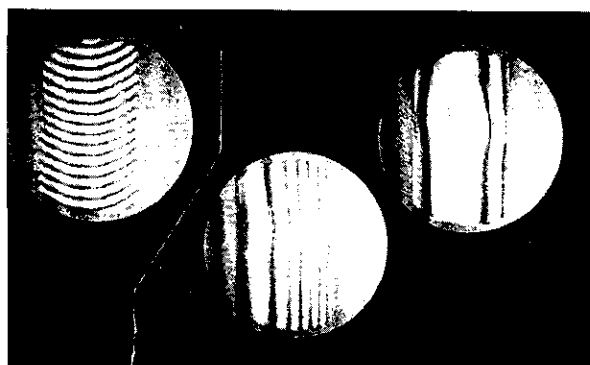


Abb. 6.5

c) Vom letzten Spiegel (Abb. 6.1c) konnte kein vernünftiges Interferenzbild erhalten werden. Er wurde durch die Strahlung völlig geschwärzt; auch ist die Spiegeloberfläche besonders im oberen Teil, der am stärksten belastet wurde, rissig und zerklüftet. Dieses ist deutlich erkennbar bei streifender Ausleuchtung des Spiegels mit Laserlicht (Abb. 6.6a; b zeigt zum Vergleich die Oberfläche des (gesprungenen) Spiegels b). Im Gegensatz zu den vorigen Spiegeln, die eineinhalb Jahre lang viel bestrahlt wurden, war dieser Spiegel innerhalb eines guten Jahres nur extrem selten Strahlung ausgesetzt, dann allerdings bei Elektronenenergien von 4 - 5 GeV, was aufgrund der Theorie der Synchrotronstrahlung {17} eine besonders hohe Belastung mit Photonen im Röntgenbereich bedeutet.

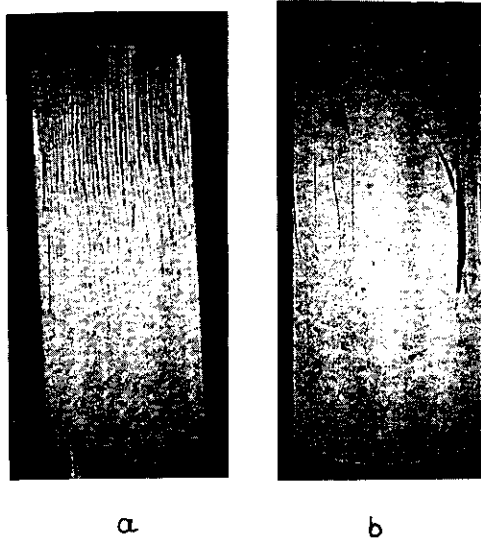


Abb. 6.6

Es erhob sich nun die Frage, ob bei Aufbauten mit mehreren Planspiegeln, wie z.B. beim Flipper-Experiment (Abb. 6.7, {18, S. 7}) nur der erste oder auch die weiteren Spiegel unter energiereicher Strahlung leiden. Während die Oberfläche des ersten Spiegels schon mit bloßem Auge deutlich sichtbaren Schaden genommen hatte, lieferte der zweite Spiegel das in Abb. 6.8a wiedergegebene Interferogramm. Der interferometrische Aufbau war dabei fast der gleiche wie in Abb. 6.2, nur wurde der Spiegel diesmal stückweise bei senkrechtem Lichteinfall getestet, um ein höheres Auflösungsvermögen von

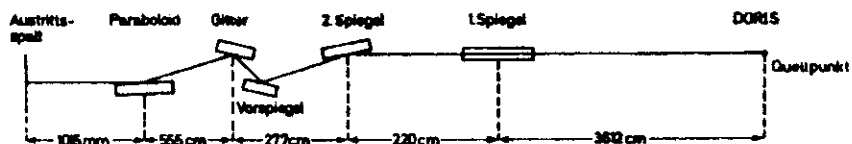


Abb. 6.7

$\frac{1}{10} \cdot \frac{\lambda}{2}$ zu erhalten. Abb. 6.8a zeigt ein Drittel der Spiegeloberfläche, die anderen beiden Teile sahen identisch aus.

Im Gegensatz zu den vorigen Interferogrammen ist keine direkte Strahlenschädigung erkennbar. Aus der Streifenversetzung (s. auch Abb.6.8b) folgt jedoch, daß sich auf dem unteren bestrahlten Teil des Spiegels eine homogene Schicht von $\frac{\Delta}{s} \cdot \frac{\lambda}{2} \approx \frac{1}{10} \cdot \frac{\lambda}{2} \approx 300 \text{ \AA}$ Dicke gebildet hat. Diese entsteht dadurch, daß noch im Vakuum befindliche Kohlenwasserstoffe auf der Spiegeloberfläche durch die Einwirkung der Synchrotronstrahlung gespalten werden und der freiwerdende Kohlenstoff dort verbleibt.

Da sich nach dem oben Gesagten Cerodur bei höheren Photonenenergien als Spiegelmaterial nicht eignet, besteht die Notwendigkeit, geeignetere Stoffe zu finden. Deshalb wurden acht kleine, aus verschiedenen Materialien bestehende Spiegel in einer Spiegeltestapparatur extremen Belastungen ausgesetzt (bei 3 GeV Elektronenenergie befanden sie sich in vier Meter Abstand vom Quellpunkt, der Einfallswinkel der Strahlung betrug 45°). Der anschließende interferometrische Test erfolgte wieder mit dem Aufbau von Abb. 6.2 (aber bei senkrechtem Lichteinfall) und ergab folgendes: Fünf Spiegel (aus OFHC, CuNi+Au, Cu+Kannigen, CuNi, CuBe) lieferten kein vernünftiges Interferenzbild (sie waren allerdings auch vor der Bestrahlung schon ungeeignet für eine interferometrische Prüfung); ihre Oberfläche war teils rissig, teils im bestrahlten Teil dunkler (Kohlenstoffablagerung); auch waren einige Spiegel verformt. Die Interferogramme der übrigen drei Spiegel sind in Abb. 6.9 (Material SiC), Abb. 6.10c (Suprasil) und Abb. 6.10a,b (Suprasil, bedampft mit 300 \AA Platin; der Spiegel wurde zwischen beiden Aufnahmen etwas gedreht) zu sehen.

Ergebnis: Der SiC-Spiegel hat keinerlei Schäden erhalten, würde somit den Anforderungen genügen. Es handelt sich um ein sehr hartes Material, aus dem zur Zeit aber noch keine genügend großen Flächen für Planspiegel hergestellt werden können.

Der Suprasil-Spiegel besitzt (siehe 5.2.1) in Richtung der Hauptstrahlenbelastung eine Rinne von bis zu $5500 \text{ \AA} \pm 10\%$ Tiefe, der Quarz wurde dort also irreversibel verformt, wenn auch mit bloßem Auge keinerlei Schädigung zu erkennen ist. Für diesen Spiegel wurde exemplarisch eine Topographie gezeichnet (Abb. 6.12, die Kurven verbinden jeweils Punkte gleicher Dicken-

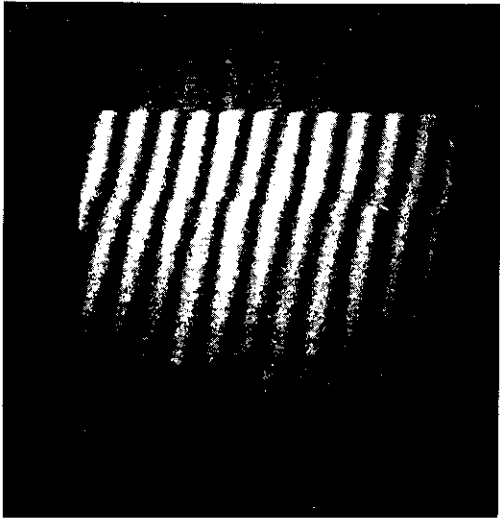


Abb. 6.8a

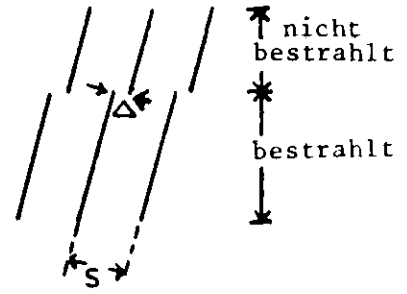


Abb. 6.8b

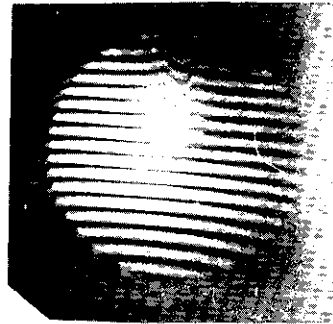


Abb. 6.10a

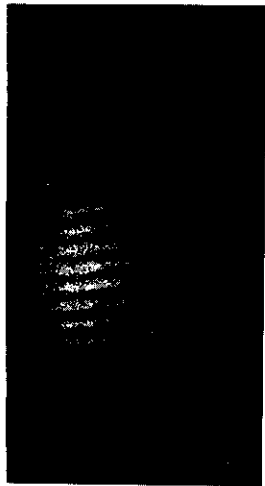


Abb. 6.9

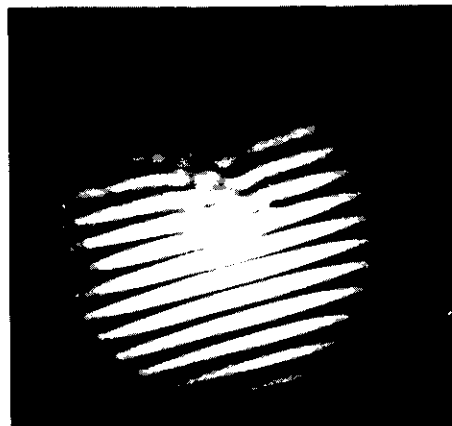


Abb. 6.10b



Abb. 6.10c

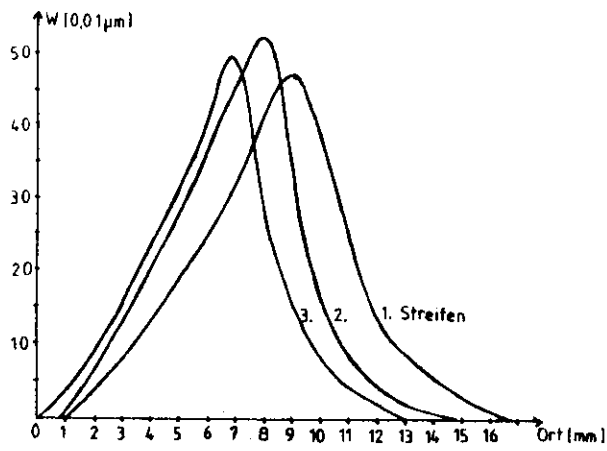


Abb. 6.11a

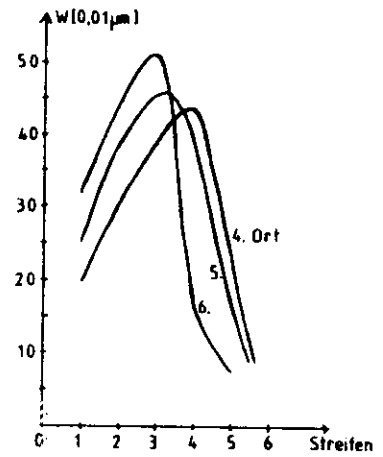


Abb. 6.11b

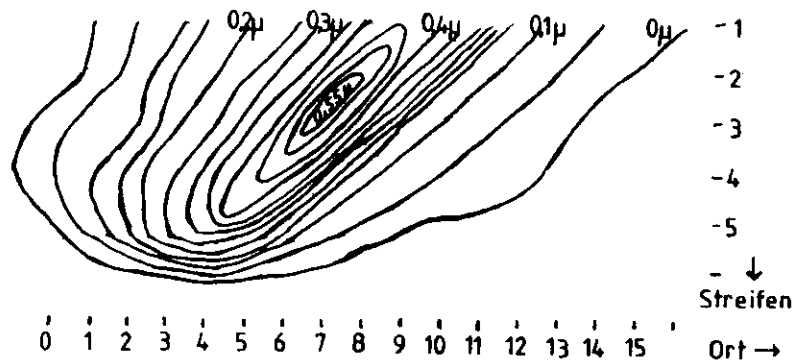


Abb. 6.12

unterschiede, der Abstand zweier Linien beträgt $0,05 \mu$), von der dieses Ergebnis gut abgelesen werden kann. Einige der für diese Zeichnung benötigten Kurven sind in Abb. 6.11 wiedergegeben. Sie wurden von dem Interferogramm (Abb. 6.10c) erhalten durch Messung der Wellenaberration W a) entlang jedes Interferenzstreifens und b) an jeweils einigen Meßpunkten, die auf einer Verbindungslinie senkrecht zu den Interferenzstreifen liegen.

Der dritte Spiegel weist ebenfalls eine Vertiefung von $0,19 \mu\text{m} \pm 10\%$ auf, diese aber wird auf beiden Seiten von einer $0,16 \mu\text{m} \pm 10\%$ hohen Erhebung begrenzt. Da der Siedepunkt von Platin um 3800°C liegt und Abschätzungen ergeben, daß die Spiegeltemperatur unter 2000°C liegen muß, müssen durch die energiereiche Strahlung Platinatome herausgeschlagen worden sein, die sich dann unmittelbar daneben wieder abgelagert haben.

6.2 Test eines Schwarzschildobjektives

Ein Schwarzschildobjektiv besteht aus einem großen, in der Mitte durchbohrten Konkavspiegel, dessen Krümmungsmittelpunkt mit dem eines kleinen Konvexspiegels zusammenfällt. Durch geeignete Kombination dieser Spiegel kann es frei von sphärischer Aberration und Koma werden, auch fehlen Farbfehler wegen Fortfalls von brechenden Flächen. Es ist daher gut in der Ultraviolett- und Infrarot-Mikrospektroskopie anwendbar. Der einzige Nachteil des Spiegelsystems besteht in der Abschattung des zentralen Teils der Pupille durch den kleinen Konvexspiegel. In Abb. 6.13 ist der Strahlenverlauf im Objektiv dargestellt: a) bei Abbildung naher, b) bei Abbildung ferner Objekte {19, S. 262}.

Das Testziel war folgendes: es sollte festgestellt werden, ob an Hand eines Interferenzbildes die Stellung der beiden Spiegel zueinander optimal justiert werden kann. Dazu wurde der in Abb. 6.14 gezeigte, sehr einfache PDI-Aufbau gewählt.

Es stellte sich heraus, daß eine interferometrische Justierung des Schwarzschildobjektives aus zwei Gründen äußerst langwierig ist: 1.) wanderte der Fokus des Objektivs schon bei geringsten Verstellungen von einem der Spiegel stark auf Grund des kleinen Krümmungsradius des Konvexspiegels, so daß das PDI ständig neu in den Fokus gebracht werden mußte; 2.) lieferte das

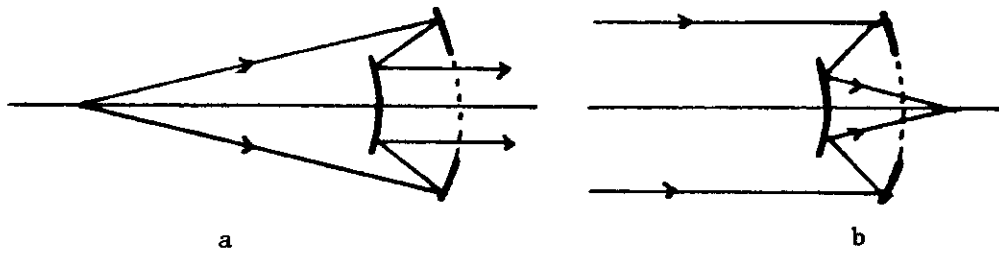


Abb. 6.13

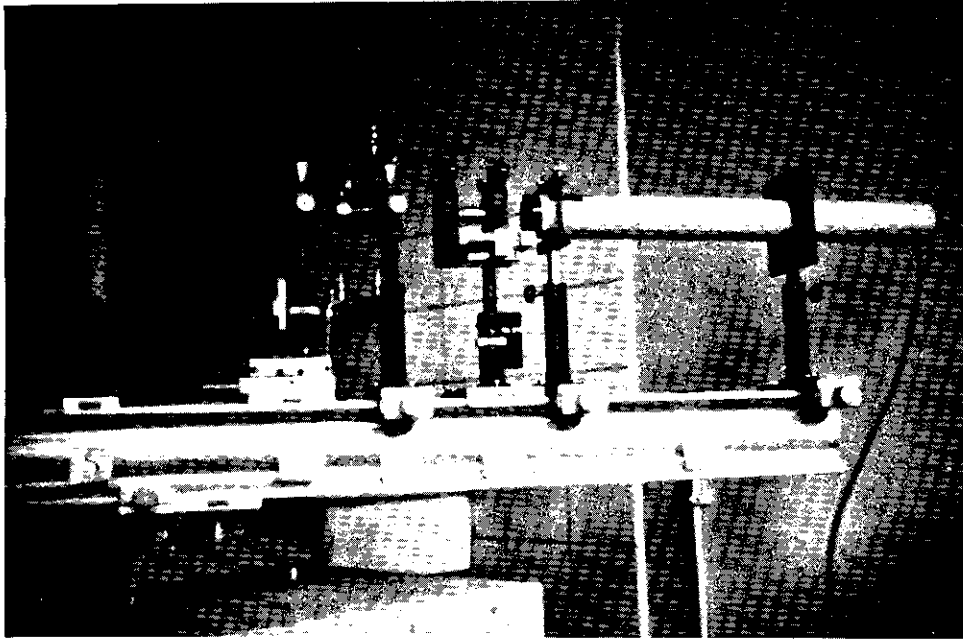


Abb. 6.14: die Ziffern bedeuten: 1 Laser, 2 Raumfilter, 3 Schwarzschildobjektiv, 4 PDI, 5 Schirm

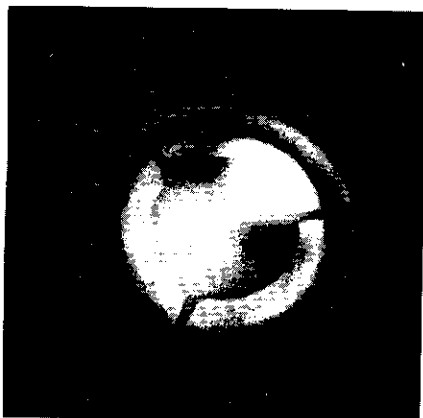
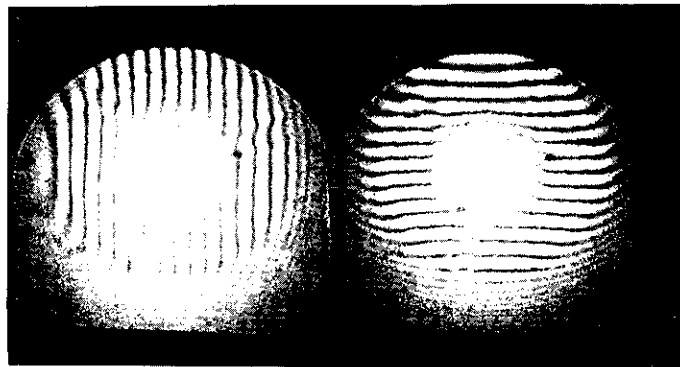
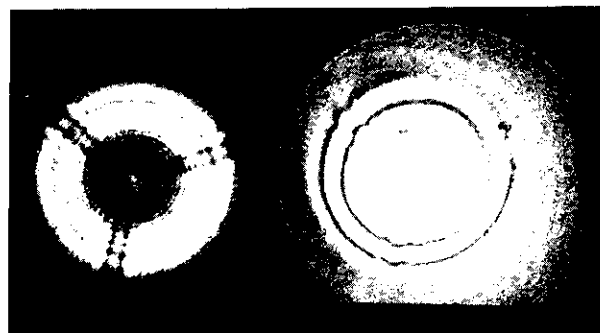


Abb. 6.15



a



c

b

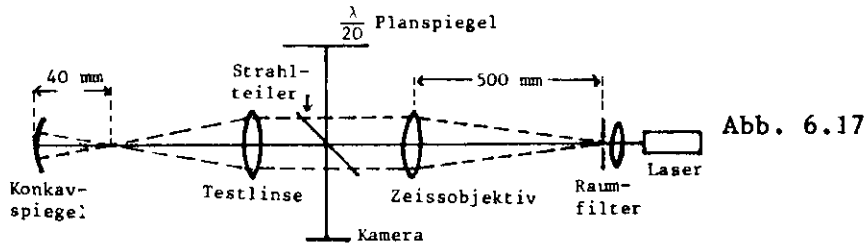
Schwarzschildobjektiv einen sehr kleinen Fokus, so daß Interferenzstreifen nur für eine sehr exakte Justierung des PDI entstanden. Zusätzlich war, bedingt durch die kurze Brennweite des Objektivs, das zentrale Beugungsscheibchen etwas zu klein, so daß für solche Fälle ein PDI mit einer Apertur von weniger als $10\ \mu\text{m}$ Durchmesser verwendet werden müßte.

Bei optimaler Stellung beider Spiegel war das Gesichtsfeld gleichmäßig ausgeleuchtet, falls die PDI-Apertur exakt im Fokus sich befand; wurde sie entlang der optischen Achse verschoben, so erhielt man bei stärkerer Dejustierung des Schwarzschildobjektives statt exakten Kreisen ein Abb. 6.15 entsprechendes Interferogramm: Die Interferenzstreifen sind auf einer Seite wesentlich breiter als auf der anderen, der über die Mitte verlaufende Streifen zeigt an, daß statt nur der Beugungswelle auch die (sonst abgeschattete) Testwelle dort vorhanden ist.

Die Abb. 6.16c zeigt das Bild des Schwarzschildobjektivs (ohne Referenzstrahl, die Ringe entstanden durch Beugung); die Abbildungen 6.16 a, b entstanden bei fast optimaler Spiegelstellung mit dem Michelsonaufbau. Dabei befand sich das Schwarzschildobjektiv in Autokollimation mit einem Konkavspiegel, wodurch die Justierung noch langwieriger als mit dem PDI sich gestaltete. Allerdings erlaubt Abb. 6.16a aufgrund des PDI-Testergebnisses den Schluß, daß der durch Bedampfung einer einfachen Linse ($f = -20\ \text{mm}$, $\varnothing = 22,4\ \text{mm}$) mit Silber entstandene Konkavspiegel für Autokollimationsversuche geeignet ist. Als nicht geeignet erwiesen sich Kugellagerkugeln verschiedener Größen, die, als Konkavspiegel verwendet, wegen ihrer rauhen Oberfläche nur ein sehr lichtschwaches und ungleichmäßiges Bild erzeugten.

6.3 Test von Linsen

Mit einem Interferometer werden nicht nur die Defekte der Testfläche, sondern die kombinierten Fehler aller Interferometerkomponenten gemessen. Daher muß die Güte aller dieser Teile bekannt sein, um deren Einfluß auf das Testergebnis abschätzen zu können. Da nur die Güte der planen Referenzspiegel und des Strahlteilers (siehe 4.1) sowie des Konkavspiegels (siehe 6.2) nicht aber die der benötigten Linsen bekannt war, wurden diese auf die folgenden Arten getestet:



a) Im Michelson-Aufbau nach Abb. 6.17 konnten Linsenkombinationen getestet werden, wie sie z.B. für den Toroid-Test (Abb. 6.33) benötigt werden. Ergebnis: nur die Kombination vom Zeiss-Objektiv mit dem einen Achromaten ($f = 300 \text{ mm}$) lieferte bei optimaler Justierung ein gleichmäßig ausgeleuchtetes Gesichtsfeld und ist damit im Rahmen der Meßgenauigkeit fehlerfrei. Bei Verwendung einer anderen (einfachen) Linse als Testlinse ergab sich stets ein Abb. 6.18 (a: optimale Justierung, b: bei Verkippung der beiden Teilstrahlen gegeneinander) entsprechendes, starke sphärische Aberration (S. 26) anzeigendes Bild.

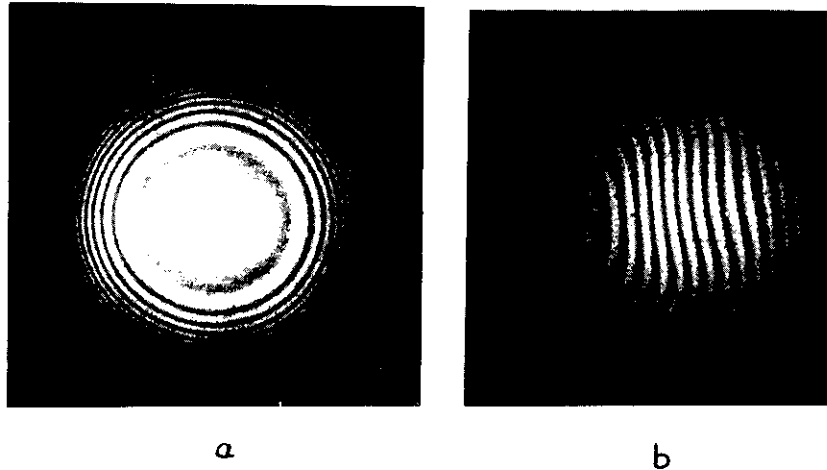
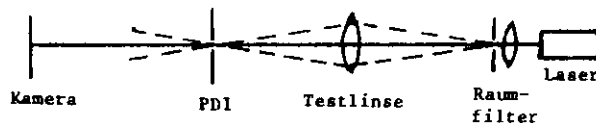


Abb. 6.18

b) Das PDI erlaubt im Gegensatz zum Michelson-Interferometer ein einfaches Testen von Linsen bei beliebigen Gegenstandsweiten (Abb. 6.19a) oder auch ein Testen in Autokollimation wie in Abb. 6.19b. Der dabei notwendige Strahlteiler muß wegen des konvergenten Strahlenverlaufes eine möglichst geringe Dicke besitzen, damit das Testergebnis nicht durch den zusätzlich auftretenden Astigmatismus und sphärische Aberration [11, S. 83] verfälscht wird. (Es eignete sich als Strahlteiler z.B. ein Graufilter von 50% Transmission, da er das nicht transmittierte Licht reflektiert und nur eine sehr geringe Dicke besitzt.)

Abb. 6.19a



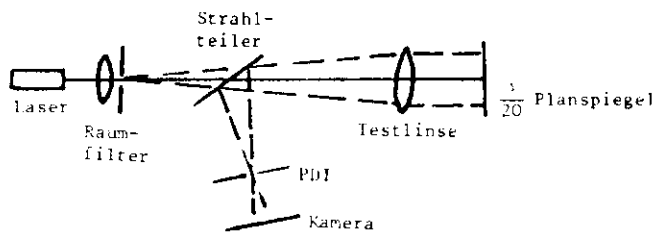


Abb. 6.19b

Ergebnis: Die Testlinsen müssen wie auch beim Michelsoninterferometer sehr gut justierbar aufgestellt werden. Beim Test nach Abb. 6.19 zeigten weder das Zeiss-Objektiv noch der Achromat mit $f = 300$ mm Abbildungsfehler, die übrigen Linsen zeigten in beiden Aufbauten sphärische Aberration. Für den Linsentest konnte durchweg das von der Firma Ealing hergestellte PDI verwendet werden.

6.4 Test asphärischer Spiegel

Es wurden zwei Paraboloiden von zwei verschiedenen Herstellern (Optical Surfaces Ltd., England und Frank Cooke, Inc., USA) und ein Toroid (Horst W. Kaufmann, Crailsheim-Wittau) getestet. Da sowohl die Paraboloiden (siehe Abb. 6.6) als auch der Toroid (siehe {20, S. 7}) nur zur Fokussierung von Synchrotronstrahlung auf einen sehr kleinen Bereich (Größenordnung um $10 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ z.B. {18, S. 10} beim Paraboloid) benötigt werden, ergaben sich somit folgende Testaufgaben:

- 1.) Überprüfung der Formgenauigkeit (und damit der Fokussiereigenschaft, es genügt daher eine qualitative Auswertung der Ergebnisse)
- 2.) Feststellung der Oberflächenrauigkeiten.

Beide Spiegelarten wurden mit verschiedenen Interferometeraufbauten getestet, dabei mußte der Testspiegel stets sehr gut justierbar aufgestellt werden. Als Halterung geeignet erwies sich eine Kombination aus Schlitten und Prismen-tisch für den Paraboloid (Abb. 6.22), so daß der Spiegel der Reihe nach um die Achsen A, B und C (Abb. 6.20) justiert und längs der optischen Achse verschoben werden konnte.

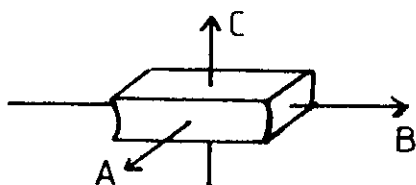


Abb. 6.20

Für den Toroid war zusätzlich eine Säule zur Höhenfeinverstellung erforderlich. Der Justiervorgang selbst erfolgte (wie beim Test von Linsen bzw. sphärischen

Spiegeln) in zwei Schritten: Zunächst wurde (im vom Hersteller angegebenen Brennpunkt) ein möglichst kleiner Fokus erzeugt, die Feinjustierung erfolgte mit Hilfe des Interferenzbildes, wobei die optimale Justierung an der größtmöglichen Symmetrie erkennbar war.

Im folgenden werden nun die verschiedenen Testdurchführungen dargestellt:

6.4.1 Test der Paraboloid

6.4.1.1 Durchführung des Tests

a) Michelsonaufbau

Der naheliegendste Aufbau, nämlich den Paraboloid mit Hilfe eines sphärischen Spiegels, dessen Krümmungsmittelpunkt mit dem Brennpunkt des Paraboloid zusammenfällt, in Autokollimation zu testen, scheiterte bei beiden Paraboloiden an der Größe der von ihnen erzeugten Foki. Der Versuch, statt dessen den vom Fokus aus divergierenden Strahl mit der Konvexlinse L (Abb. 6.21) zu kollimieren und mit dem Planspiegel Sp₂ in sich zurückwerfen, gelang nur bei dem Paraboloid der Firma Optical Surfaces

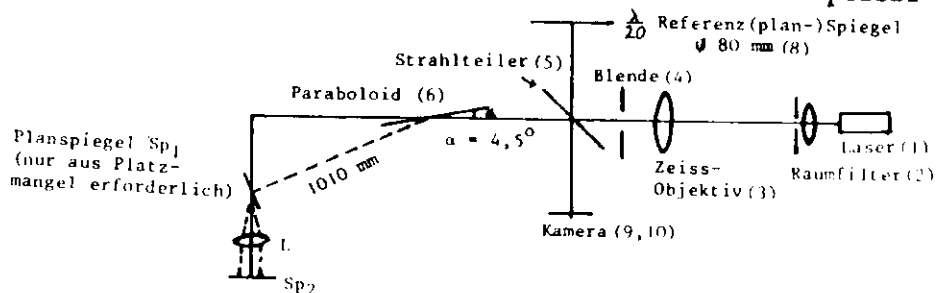


Abb. 6.21

("gutes Paraboloid") einigermaßen befriedigend. Für den anderen ("schlechten") Paraboloid konnte nur mit einem Aufbau (siehe Abb. 6.22) ein Interferenzbild erhalten werden, bei dem Sp₁ im Fokus des Paraboloid und senkrecht zur Strahlrichtung sich befindet. Allerdings läuft jeder Teststrahl nun über zwei verschiedene Stellen des Paraboloids, so daß eine exakte Interpretation der zugehörigen Interferenzbilder (Abb. 6.24, das mittlere entstand bei optimaler Justierung des Interferometers!) sehr schwierig ist. Abb. 6.23 zeigt die nach Abb. 6.21 vom guten Paraboloid erhaltenen Interferogramme; es wurden jeweils verschiedene Steifenstellungen gewählt.



Abb. 6.22 (die Ziffern sind entsprechend Abb. 6.21 angebracht)

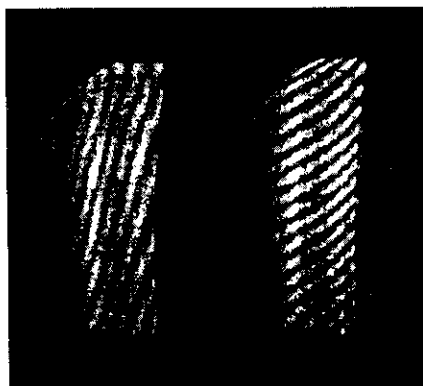


Abb. 6.23

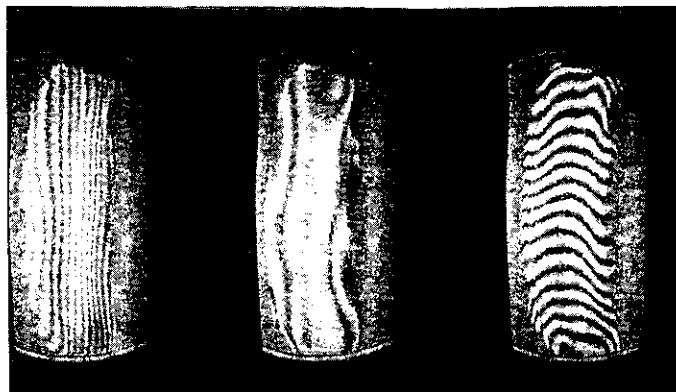


Abb. 6.24

b) Mach-Zehnder-Aufbau

Dieser Aufbau lieferte auf Grund der langen getrennten Lichtwege ein sehr unruhiges Bild, so daß kein besseres Ergebnis erhalten werden konnte.

c) PDI

Das PDI der Firma Ealing konnte weder in Transmission noch in Reflexion benutzt werden, da das Amplitudenverhältnis von Test- und Referenzwelle zu ungünstig war. Auch der Versuch, durch Ausblenden der Randgebiete den Fokus zu verkleinern und auf diese Weise das Amplitudenverhältnis zu verbessern, schlug fehl, da beide Wellen dann zu lichtschwach waren. Sehr gute Ergebnisse entstanden jedoch bei Verwendung des "Gold-PDI" (siehe S. 21), wobei sich Löcher von 50 μm bis 60 μm Durchmesser am besten eigneten. Da die mit verschiedenen Löchern erhaltenen Interferogramme fast identisch waren, kann die durch die nicht ganz ideale Lochform bedingte Ungenauigkeit bei den vorliegenden größeren Abbildungsfehlern vernachlässigt werden.

Es wurde der in Abb. 6.25 gezeigte Aufbau verwendet, die Zuordnung des (durch streifenden Lichteinfall) erhaltenen Bildes zur Spiegeloberfläche verdeutlicht Abb. 6.26a.

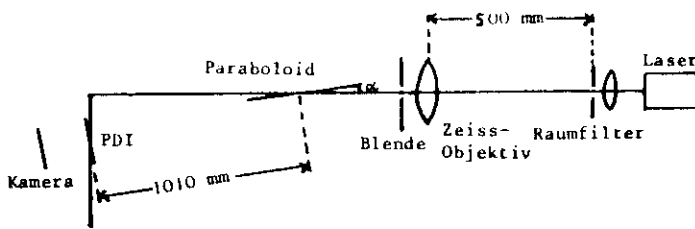


Abb. 6.25

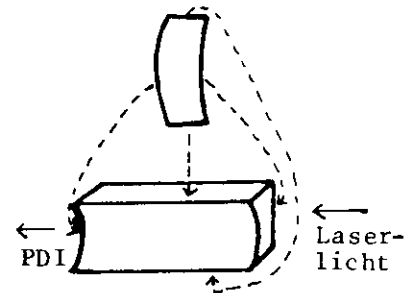


Abb. 6.26a

Für das gute Paraboloid wurden die Interferogramme in Abb. 6.27 bei optimaler Justierung (d) bzw. durch Verschieben des PDI in der Fokalebene (a, b, c) erhalten. Da es sich um ein stark außeraxiales Paraboloid handelt (Abb. 6.26b), ist es (im Idealfall) nur für achsenparallel ein-

$$y^2 = 2px$$

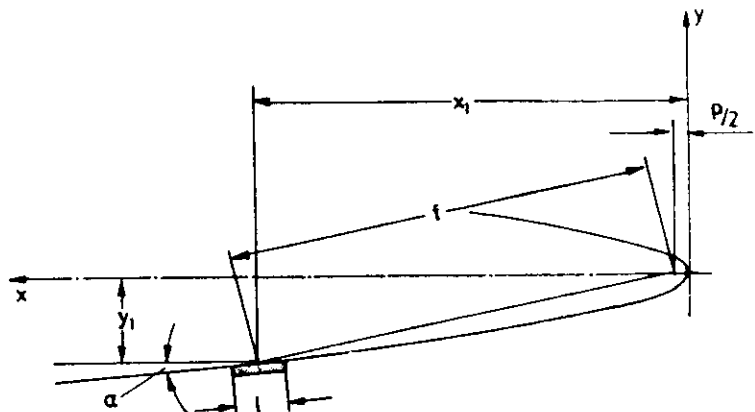


Abb. 6.26b

$p = 20\text{ mm}$
 $y_1 = 200\text{ mm}$
 $x_1 = 1000\text{ mm}$

$l = 120\text{ mm}$
 $\alpha = 5.73^\circ$
 $f = 1010\text{ mm}$

fallende Strahlen frei von Aberrationen, während schon für geringe Abweichungen vom Einfallswinkel α Astigmatismus und Koma erwartet wird. Diese Tatsache erlaubt ein sehr genaues Justieren: in Abb.6.28 wurde α um $0,06^\circ$, in Abb. 6.29a um $0,18^\circ$ verkleinert (bei Vergrößerung von α ergaben sich gleiche Bilder). Im zweiten Fall hatte sich durch die Änderung von α der Fokus um 7mm vom Paraboloid wegbewegt, durch Nachjustieren des PDI entstand Abb. 6.29b, die bereits ein deutlich schlechteres Bild als Abb. 6.27 liefert.

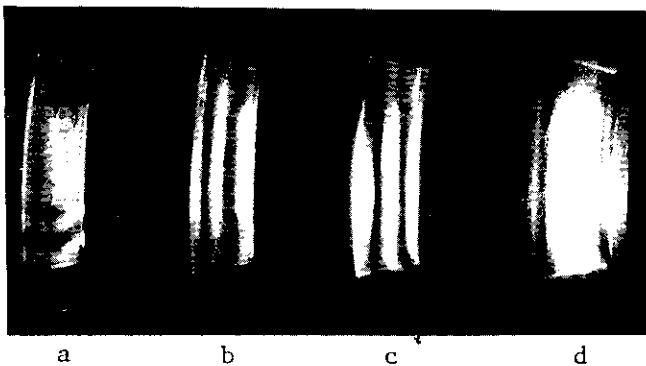


Abb. 6.27

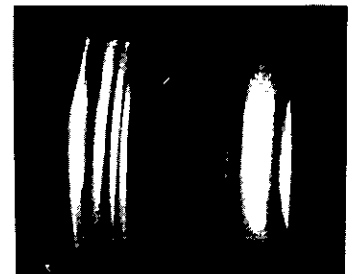


Abb. 6.28



Abb. 6.29a

Abb.6.29b



Im Vergleich zu Abb. 6.27 und Abb. 6.29b zeigt Abb. 6.30 die entsprechenden Aufnahmen von dem schlechten Paraboloid: (d) entstand bei optimaler Justierung, (b, c) bei Verschiebung des PDI in der Fokalebene und (a) durch Änderung von α um $0,18^\circ$ mit Nachjustierung des PDI (die Helligkeitsunterschiede von (a) und (d) beruhen auf unterschiedlichen

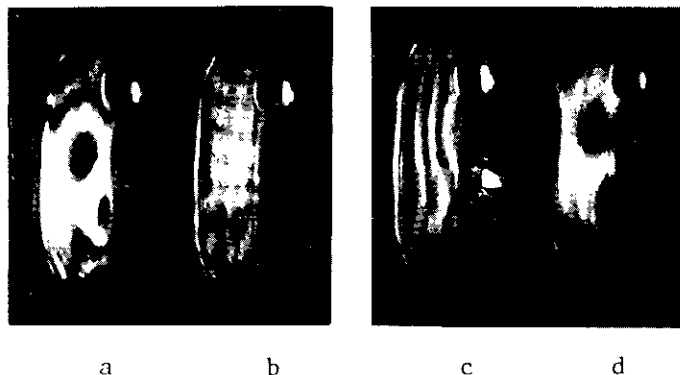


Abb. 6.30

Belichtungszeiten). Um den Einfluß der Randgebiete der Spiegeloberfläche auf die Abbildung festzustellen, wurden verschiedene Bereiche des Spiegels ausgeblendet, das Ergebnis zeigt Abb. 6.31 (vergleiche Abb. 6.26a, links ist der Spiegel voll ausgeleuchtet).



Abb. 6.31

6.4.1.2 Ergebnis

Wegen der geschilderten Schwierigkeiten mit dem Michelson- bzw. Mach-Zehnder-Aufbau ist der Test von Paraboloiden mit dem PDI sehr viel leichter und genauer durchführbar. Es sollen daher nur die mit dem PDI gewonnenen Interferogramme betrachtet werden.

1.) Das gute Paraboloid ist nach Abb. 6.27 fast optimal geformt. Aus den Streifenkrümmungen läßt sich nach S. 17 folgern, daß das Paraboloid in Längsrichtung zu stark (nach S. 34, Abb. 6.4 besitzt es in dieser Richtung eine zusätzliche Krümmung mit einem Radius von 0,5 km), in Querrichtung jedoch zu wenig (zusätzliche Krümmung mit negativem Radius von 20 km) gekrümmt ist. Oberflächenrauigkeiten lassen sich nicht feststellen, sind also kleiner als das Auflösungsvermögen von $\frac{\lambda}{10 \sin 5,73^\circ} \approx 0,6 \mu\text{m}$. Die Fokusgröße lag (bei der benutzten Wellenlänge von $\lambda = 6328 \text{ \AA}$) unter 0,8 mm.

2.) Das schlechte Paraboloid besitzt nach Abb. 6.30 ebenfalls keine erkennbaren Oberflächenrauigkeiten, hat aber eine erhebliche Formungenauigkeit: die gekrümmten Streifen zeigen entsprechende Krümmungsabweichungen wie beim guten Paraboloid an, zusätzlich verlaufen längs über die Oberfläche (siehe die beiden dunklen Flecken in Abb. 6.30d) zwei Erhebungen von $\frac{\lambda}{2 \sin \alpha} \approx 3,17 \mu\text{m}$ Höhe. Der Versuch, die Bildqualität zu verbessern (und damit den Fokus zu verkleinern) durch nur teilweises Beleuchten der Oberfläche gelang nur durch starkes Ausblenden (Abb. 6.31, vgl. auch Abb. 6.41);

die Fokusgröße lag über 0,8 mm (für $\lambda = 6328 \text{ \AA}$).

Bei beiden Paraboloiden stimmten die Angaben von Brennweite und Einfallswinkel α sehr genau.

6.4.2 Test des Toroid

Eine von einem Punkt divergierende Wellenfront kann durch Reflexion nur von einem konkaven Ellipsoidspiegel fehlerfrei in einen anderen Punkt abgebildet werden [9]. Da die Herstellung guter Ellipsoidspiegel sehr schwierig ist, wird statt dessen oft ein Toroid (Abb. 6.32) verwendet, dessen Radien $R_{h,v}$ aus den Gleichungen für den horizontalen und vertikalen Fokus [21, S. 21] berechnet werden können; da für das zentrale Bild gilt $\alpha = \beta$, vereinfachen sich diese Gleichungen zu $\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} = \frac{2}{R_h \cos \alpha}$

und $\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} = \frac{2 \cos \alpha}{R_v}$, so daß man für das Verhältnis der Radien erhält: $\frac{R_v}{R_h} = \cos^2 \alpha$.

Nur wenn diese Bedingung erfüllt ist, kann ein (fast) punktförmiges Bild erwartet werden, so daß also ein gegebener Toroid sehr genau unter dem zugehörigen Winkel α beleuchtet werden muß.

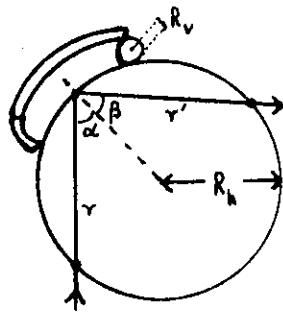


Abb. 6.32

6.4.2.1 Durchführung des Tests

Aufgrund der zwei Foki und der starken Winkelabhängigkeit des Toroids war eine gute Justierung in Autokollimation nahezu unmöglich, das Michelson-Interferometer erwies sich für den Toroidtest somit als ungeeignet.

a. Mach-Zehnder-Aufbau

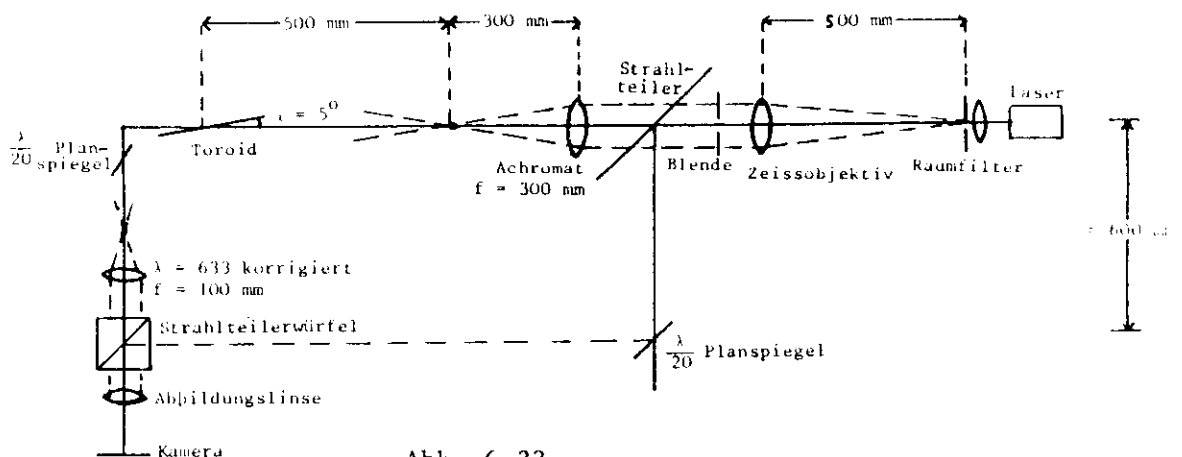


Abb. 6.33

Auch mit diesem Aufbau war eine Feinjustierung recht schwierig und langwierig; das Ergebnis bei optimaler Einstellung des Interferometers zeigt Abb. 6.34!



Abb. 6.34

b. PDI

Das Amplitudenverhältnis von Test- und Referenzwelle war bei Anwendung des PDI der Firma Ealing in Reflexion recht gut. Der Test-Aufbau ist in Abb. 6.35 wiedergegeben, er benötigt im Gegensatz zum Mach-Zehnder-Aufbau kaum optische Hilfskomponenten, so daß die dadurch bedingten Fehlerquellen entfallen und der Justiervorgang sich sehr vereinfacht.

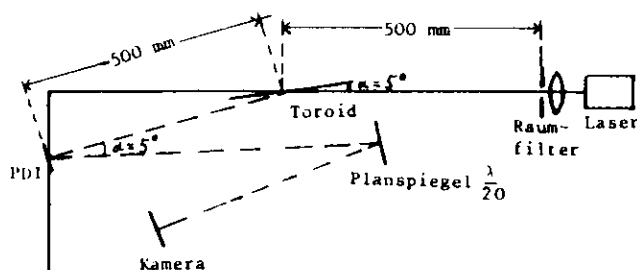


Abb. 6.35

Da der Toroid ein sehr schlechtes Bild erzeugt, war es außerordentlich schwierig, die Stellung der optimalen Justierung (d.h. die Stellung der größtmöglichen Symmetrie und der besten Übereinstimmung mit dem durch Vorausberechnung erwarteten Interferenzbild) festzustellen. Nach {9} liefert ein optimal gefertigter Toroid ein Streifenmuster entsprechend Abb. 6.36 (das die Abweichung der Toroidfläche von der eines konkaven virtuellen Ellipsoids angibt), so daß die in Abb. 6.37 abgebildeten Interferogramme als beste Einstellungen angenommen werden können; der Unterschied von (a) und (b) besteht nur in einer nicht meßbaren Änderung von α ($\Delta\alpha < 0,001^\circ$), die Winkelempfindlichkeit ist also sehr hoch. Abb. 6.38 entstand aus Abb. 6.37 durch Änderung von α um etwa $0,03^\circ$ und liefert bereits ein völlig anderes Bild. Da offensichtlich Astigmatismus vorliegt, fällt das Licht nicht mehr achsenparallel ein.



Abb. 6.36



a



b



Abb. 6.38

Abb. 6.37

6.4.2.2 Ergebnis

Bei Betrachtung der Aufnahmen vom Toroid fallen zwei quer über die Spiegelfläche verlaufende, helle Streifen auf, die den Spiegel in drei Segmente zu teilen scheinen (vgl. Abb. 6.39a, Abb. 6.40). Wird nur Teil b, c oder d des Spiegels beleuchtet, so entstehen (Abb. 6.39 b, c, d) recht gute Bilder, auch wird der Fokus deutlich kleiner. Es läßt sich somit folgern, daß der Toroid in drei Teilen geschliffen wurde, wobei jedes Teilstück richtig geformt ist und eine gute Abbildung liefert. Da diese drei Einzelbilder aber nicht genau zusammenfallen, entstehen bei ihrer Überlagerung die in Abb. 6.37, 6.38 gezeigten und zunächst unverständlichen Muster.



a ↑ ↑ b c d

Abb. 6.39

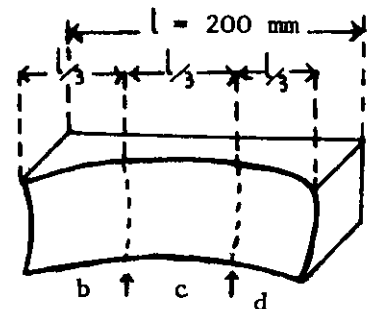


Abb. 6.40

Zusammenfassend kann also für den Test der asphärischen Spiegel folgendes festgestellt werden:

- 1.) Die drei Testspiegel weisen (bei der Auflösung dieses PDI-Aufbaus von $\frac{1}{10} \cdot \frac{\lambda}{\sin \alpha} \approx 0,73 \mu\text{m}$) keine feststellbaren Oberflächenrauigkeiten auf.
- 2.) Der gute Paraboloid ist (fast) ideal geformt, während der Toroid und besonders der schlechte Paraboloid Formungenauigkeiten aufweisen. Da der Toroid trotzdem einen recht guten Fokus liefert ($<$ als 0,8 mm) und es nur darauf bei seiner Anwendung ankommt, genügen somit der gute Paraboloid und der Toroid ihrer Aufgabe, während der schlechte Paraboloid den Anforderungen nicht entspricht. Grob läßt sich dieses Resultat schon bei Betrachtung der von den Spiegeln erzeugten Foki erkennen:

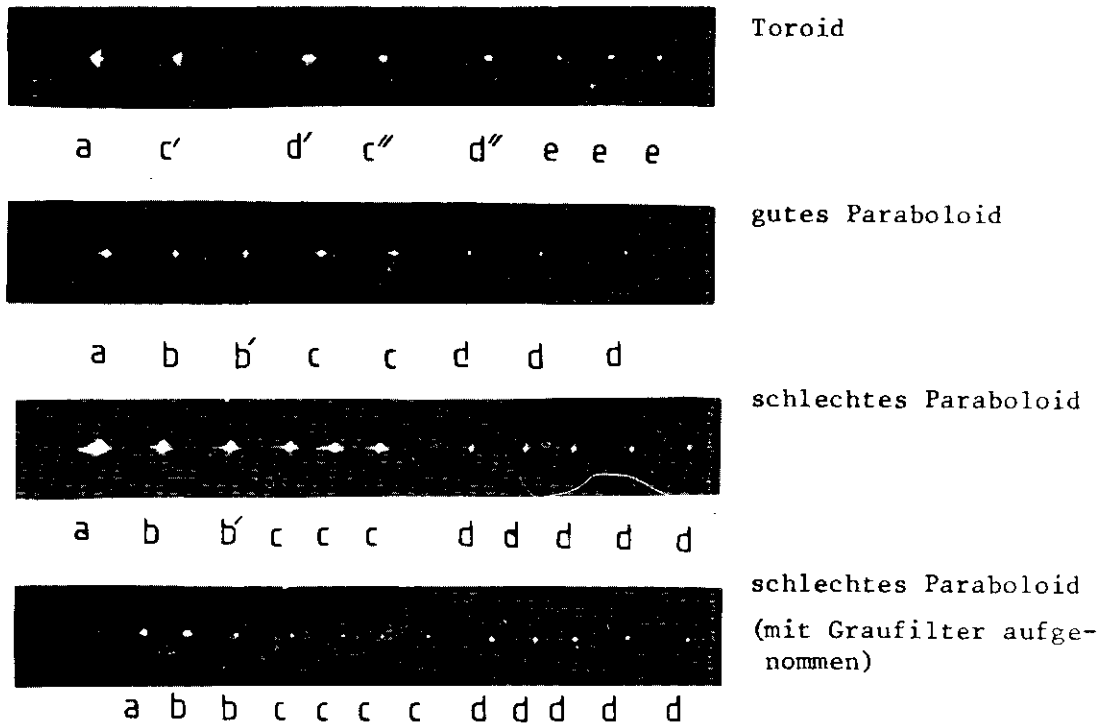


Abb. 6.41

Bei (a) wurde jeweils die gesamte Spiegelfläche ausgeleuchtet; die unterschiedliche Fokusgröße ist deutlich sichtbar. Bei (b) bzw. (b') wurde längs über die Oberfläche ein Streifen von 8 mm bzw. 5 mm Breite bestrahlt.

Bei c, c' bzw. c'' wurde quer über die Oberfläche ein Streifen von jeweils 40 mm, 120 mm bzw. 80 mm Breite ausgeleuchtet. Bei d, d', d'' und e schließlich wurden in Längsrichtung Gebiete der Fläche $3 \times 4 \text{ mm}^2$, $22 \times 120 \text{ mm}^2$, $4 \times 75 \text{ mm}^2$ und $4 \times 65 \text{ mm}^2$ (in einem der drei Segmente) beleuchtet. Der vierte Streifen der Abb. 6.41 zeigt, daß auch beim schlechten Paraboloid der größte Teil der einfallenden Energie in einen recht kleinen Bereich fokussiert wird. In Abb. 6.42 wurde der Fokus des schlechten Paraboloid in 10-facher (b) bzw. 25-facher (c) Vergrößerung (seitenverkehrt!) festgehalten, die Aufnahmen (a) bzw. (d) entstanden kurz vor bzw. nach dem Fokus und zeigen deutlich die schlechte Abbildungseigenschaft des schlechten Paraboloids.

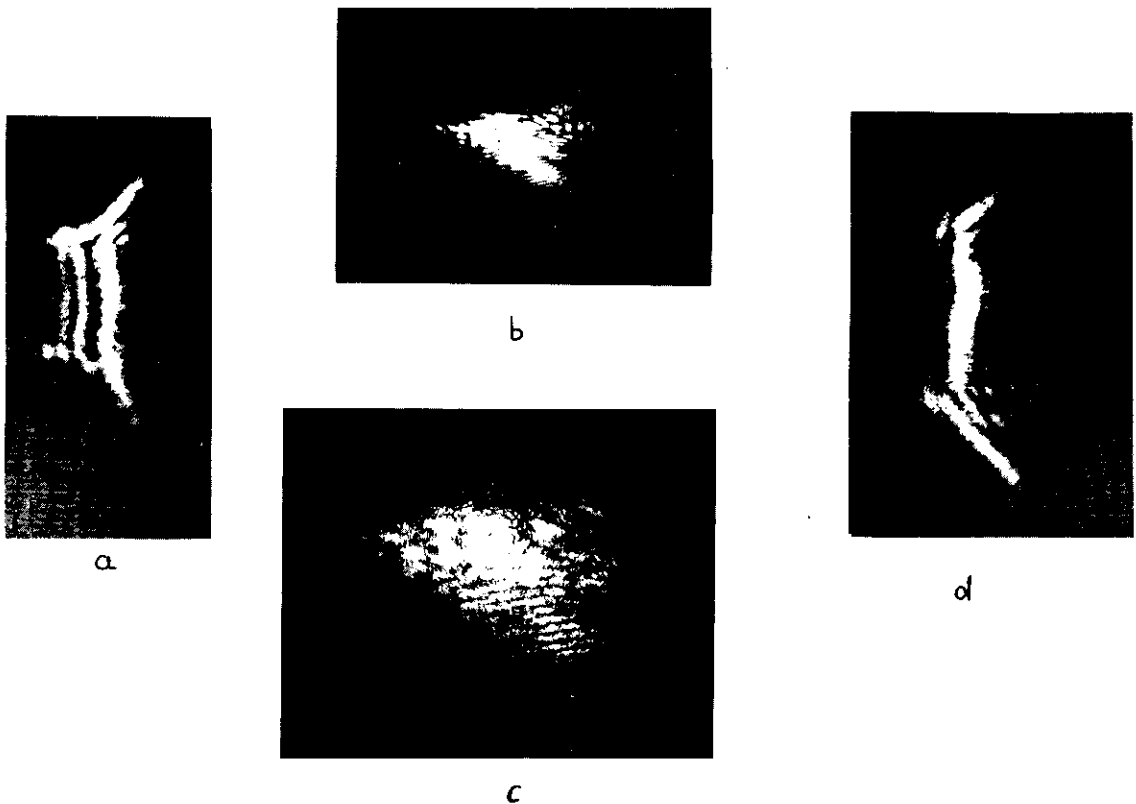


Abb. 6.42

7.

7.1 Zu den photographischen Aufnahmen; Genauigkeitsbetrachtungen

Die Photos dieser Arbeit wurden mit Polaroid-Film (36 Din) aufgenommen, die Werte für Belichtung und Blende variierten aufgrund der hohen Empfindlichkeit des Films und der Verschiedenartigkeit der Aufnahmen (von Fokusaufnahmen über Interferenzbilder mit hoher bis sehr niedriger Streifensichtbarkeit) zwischen Blendenwerten von 2,8 bis 8 bei Belichtungszeiten von $\frac{1}{30}$ bis $\frac{1}{60}$ sec. Es standen zwei Oszillographenkameras zur Verfügung; besonders für den Michelsonaufbau ist aber die Kamera mit elektrischem Auslöser (der weniger Vibrationen als ein mechanischer beim Auslösen verursacht) vorzuziehen.

Die Genauigkeit von interferometrischen Tests wird begrenzt durch:

1. Defekte in Qualität und Justierung der optischen Interferometer Teile,
2. Vibrationen der optischen Komponenten und Fluktuationen in der Atmosphäre,
3. parasitäres Licht (d.h. durch unerwünschte Reflexionen werden zusätzliche Wellenfronten erzeugt).

Die hierdurch bedingte Verringerung der Schmalheit der Streifen und des Streifenkontrastes führt zu einer nicht kontrollierbaren Abnahme der Meßgenauigkeit.

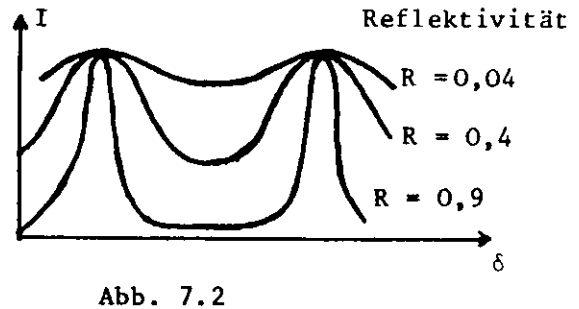
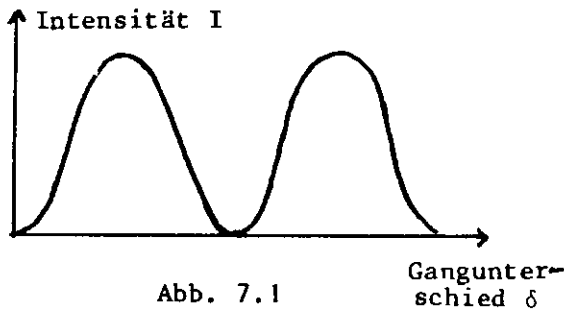
Die Genauigkeit der verwendeten Aufbauten kann (siehe auch S. 23) überprüft werden durch Auswertung von mindestens zwei Interferogrammen desselben Prüflings bei verschiedenen Streifenorientierungen, wobei Zufälligkeiten eliminiert werden können.

7.2 Verfahren zur Steigerung der Ablesegenauigkeit

Der Intensitätsverlauf von Zweistrahlinterferenzen ist ungefähr sinusförmig (Abb. 7.1, {22, S. 87}), daher ist wegen des breiten Intensitätsverlaufes die Ablesegenauigkeit auf etwa $\pm 0,1$ Streifenabstand begrenzt. Diese läßt sich jedoch durch die folgenden drei Methoden beträchtlich steigern.

7.2.1 Vielstrahlinterferenzen

Nach der Airy'schen Summationsformel (siehe z.B. {2, S. 253}) ergibt sich für Vielstrahlinterferenzen ein sehr steiler, von der Reflektivität der teilverspiegelten Fläche abhängender Intensitätsverlauf (Abb. 7.2, {2, S. 254}).



In {23} ist ein Verfahren dargestellt, bei dem die Vielstrahlinterferenzen mit dem Twyman-Green-Interferometer erzeugt werden (Abb. 7.3, {23}).

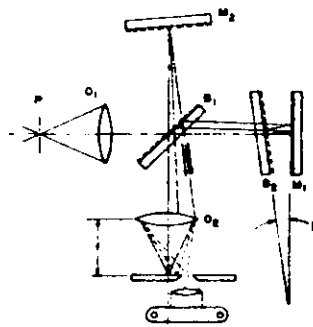


Abb. 7.3

Twyman-Green multipass interferometer. Large wedge angle adjustment of the Fizeau part of the interferometer permits separating the orders of reflection.

Ist n die Anzahl der erfolgten Reflexionen, so wird bei diesem Verfahren die relative Empfindlichkeit des Interferometers um den Faktor n gesteigert. Allerdings muß bei Verwendung von (Keil-) Vielfachreflexionen beachtet werden, daß jeder Punkt der Referenzebene im Gegensatz zur Zweistrahlinterferenz nicht mit jeweils einem, sondern n Punkten der Testoberfläche verglichen wird. Dadurch werden die Feinheiten der Oberflächentopographie weggemittelt und so die Oberflächenrauigkeiten zu gering gemessen. Dabei wächst die Scheingenaugigkeit jeweils mit der Vergrößerung von Keilwinkel, Keildicke, Reflexionsvermögen der teilverspiegelten Schicht und der Apertur {22, S. 91}.

7.2.2 Äquidensitometrie

Dieses Verfahren beruht auf der Auswertung von Äquidensiten, d.h. Linien gleicher Schwärzung. Diese können auf zwei verschiedene photographische Arten erhalten werden:

1. Beim Verfahren nach Sabattier wird das erst anentwickelte Positiv eines Interferogramms gleichmäßig nachbelichtet.
2. Wird das Positiv mit dem Negativ desselben Interferogramms zur Deckung gebracht, ist die Gesamtschwärzung in den "Flanken" der Interferenzstreifen am geringsten. Auf diese Weise erhält man pro Interferenzstreifen zwei sehr schmale Äquidensiten, die eine fünffach höhere, bei nochmaliger Anwendung des Verfahrens insgesamt zehnfach höhere Ablesegenauigkeit gestatten {24, S. 0 VI-81}. Zusätzlich steigert sich die Genauigkeit dadurch, daß mehr Profillinien auf der gleichen Fläche ausgewertet werden können, so daß (besonders bei großen Keilwinkeln) diese Methode der der Vielstrahlinterferenzen vorzuziehen ist.

7.2.3 Phasenkontrastmethode

Durch optimale Justierung des Interferometers wird das ganze Gesichtsfeld gleichmäßig ausgeleuchtet. Im so erhaltenen Phasenbild der Oberfläche treten kleine Weglängenunterschiede als Helligkeitsänderungen auf, die photoelektrisch exakt registriert werden können. Tolansky hat durch Kombination dieser Methode mit der der Vielstrahlinterferenzen eine vertikale Auflösung von etwa $3,5 \text{ \AA}$, also von molekularer Größenordnung erhalten {8, S. 356/57}.

Solche Ablesegenauigkeiten haben aber nur einen Sinn, wenn alle im Interferometer vorkommenden Flächen eine entsprechende Güte besitzen, da sonst die von ihnen hervorgerufenen Streifendeformationen das Ergebnis verfälschen.

Zusammenfassung

Der interferometrische Test von Planspiegeln wurde mit dem Michelson-Interferometer durchgeführt. Dieses Interferometer ist schnell und problemlos justierbar, allerdings wird der zur Verfügung stehende Strahldurchmesser durch die Kollimationslinse (Zeiss-Objektiv, \varnothing 63 mm) begrenzt. Größere Spiegel können daher nur bei streifendem Lichteinfall oder (bei senkrechter Bestrahlung) stückweise getestet werden.

Der Test sphärischer und asphärischer Spiegel läßt sich sehr viel leichter und genauer mit dem PDI als mit dem Michelsoninterferometer durchführen, da beim PDI die Autokollimierung des Teststrahls entfällt. Diese ist bei nicht punktförmigen Foki, wie sie die asphärischen Spiegel aufweisen, kaum durchführbar, auch läßt sich, da Hin- und Rückweg der Strahlen nicht identisch sind, das Testergebnis nicht eindeutig zur Testoberfläche zuordnen. Zusätzlich ist beim Toroid aufgrund der durch die zwei Foki bedingten vielen Freiheitsgrade eine gute Justierung in Autokollimation unmöglich.

Die Wellenfrontaberration ist bei asphärischen Spiegeln mit sehr verschiedenen Hauptkrümmungen eine empfindliche Funktion des Einfallswinkels und der benutzten Brennweiten. Diese Spiegel müssen daher sehr gut justierbar gehalten werden, ihre Feinjustierung kann anhand des Interferenzbildes durch Suchen nach der symmetrischsten und dem erwarteten Bild ähnlichsten Streifenlage erfolgen.

Die Vor- und Nachteile des PDI gegenüber den herkömmlichen Interferometertypen, wie z.B. dem Michelson- oder Mach-Zehnder-Interferometer, lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

Vorteile:

1. Die Strahlteilung erfolgt erst nach Durchgang durch das Testsystem, Test- und Referenzstrahl legen gleiche Wege entlang einer gemeinsamen Achse zurück. Daher ist das PDI auch bei langen Strahlwegen, wie sie beim Test asphärischer Spiegel vorliegen, relativ unempfindlich für Vibrationen und Luftturbulenzen; es ist keine Schwingungsdämpfung erforderlich.

2. Es werden weit weniger Hilfskomponenten benötigt, so daß Fehlerquellen entfallen und die Justierung des PDI sehr leicht und schnell durchführbar ist.
3. Der einfache Aufbau eignet sich gut zur Feinjustierung von asphärischen Spiegeln.
4. Es besteht keine Beschränkung bezüglich der Größe des Testobjektes.
5. Der Test kann bei beliebigen Objektweiten, mit oder ohne Autokollimation und für axiale oder nicht axiale Objekte erfolgen.

Nachteil:

Die Amplituden von Test- und Referenzwelle müssen etwa gleich groß sein. Da die zu verwendende Lochgröße und (bei Anwendung des PDI in Transmission) auch die benötigte Schichtdicke von der jeweiligen Fokusgröße und der Fokallänge des Testsystems abhängen, werden i.a. für den Test unterschiedlicher Objekte verschiedene PDI-Platten benötigt.

Wird bei senkrechtem Lichteinfall getestet, messen die Interferometer die Abweichung der Testfläche von der idealen (virtuellen) Referenzfläche in Einheiten von λ bei einfach durchlaufenem bzw. von $\frac{\lambda}{2}$ bei doppelt durchlaufenem Testbereich, so daß eine Auflösung von $\frac{1}{10} \cdot \lambda \approx 60$ nm bzw. $\frac{\lambda}{20} \approx 30$ nm vorliegt. Fällt das Licht mit dem Glanzwinkel α auf den Testspiegel, so nimmt die Auflösung mit dem Faktor $\frac{1}{\sin \alpha}$ ab; in jedem Fall beträgt die Meßunsicherheit $\pm 0,1$ Streifenbreiten.

Literatur-Verzeichnis

- { 1} R.W. Ditchburn: Light, Vol.I, Blackie & Son, 2. Auflage, Glasgow (1963)
- { 2} Bergmann/Schaefer: Band III Optik, W. de Gruyter & Co,
4. Auflage, Berlin (1966)
- { 3} Hecht/Zajac: Optics, Addison-Wesley Publishing Company, 2. Auflage (1977)
- { 4} Katalog der Physik Instrumente (PI) GMBH Nr. 105 (1976)
- { 5} A. Zajac, H. Sadowski, S. Licht: Real Fringes in the Sagnac
and Michelson Interferometers, Am.J.Phy. 29, 669 (1961)
- { 6} Berkeley Physik Kurs 6: Physik im Experiment, Vieweg + Sohn
Verlagsgesellschaft (1978)
- { 7} Baird, Hanes in Applied Optics and Optical Engineering, Vol.4,
Herausg. R. Kingslake, Academic Press, New York, London (1967), S.309
- { 8} M. Born, E. Wolf: Principles of Optics, Pergamon Press, London (1959)
- { 9} R.J. Speer, M. Chrisp, D. Turner, S. Mrowka, K. Tregidgo:
Grazing incidence interferometry, Optical Society of Amerika
(wird veröffentlicht)
- {10} The Smartt Point Diffraction Interferometer, Instruction Manual,
Herausg. Ealing, Customer Service Dept.
- {11} W.J. Smith: Modern Optical Engineering, McGraw - Hill Book Company,
New York (1966)
- {12} W.T. Welford: Aberrations of the Symmetrical Optical System,
Academic Press, London, New York, San Francisco (1974)
- {13} K. Bahner: Teleskope, in Handbuch der Physik, Band 29: Optische
Instrumente, Herausg. S. Flügge, Springer Verlag, Heidelberg
(1967), S. 227

- {14} A. Maréchal: Optique géométrique générale, in Handbuch der Physik, Band 24, Herausg. S. Flügge, Springer Verlag, Heidelberg (1956), S.44
- {15} R. Berggren: Analysis of Interferograms, in Optical Spectra, Dez. 1970, p.22
- {16} Kohlrausch: Praktische Physik, Band I, B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart 1960
- {17} Synchrotronstrahlung bei DESY; ein Handbuch für Benutzer, Herausg. E.E. Koch und C. Kunz, Hamburg, Juli 1977
- {18} G. Kalkoffen, Dissertation, Universität Hamburg (1978)
- {19} F. Hodam: Technische Optik, VEB Verlag Technik, Berlin (1967)
- {20} J.H. Fock, Diplomarbeit, Interner Bericht DESY F41-79/05, Juni 1979
- {21} J. Samson: Techniques of Vakuum Ultraviolet Spectroscopy, John Wiley & Sons, Inc., New York, London, Sydney (1967)
- {22} E. Lau, W. Krug: Die Äquidensitometrie, Akademie Verlag, Berlin (1957)
- {23} P.H. Langenbeck: Multipass Interferometry, Applied Optics, 8, 543 (1969)
- {24} Jahrbuch für Optik und Feinmechanik, Pegasus Verlag, Wetzlar (1957)

Dank

Herrn Professor Dr. C. Kunz danke ich hiermit für die Stellung des interessanten Themas.

Für die Betreuung bei der Durchführung der Versuche bin ich Herrn Dipl.-Phys. R.P. Haelbich und ganz besonders Herrn Dipl.-Phys. Dr. V. Saile zu großem Dank verpflichtet. Durch sein großes Interesse hat Herr Dr. Saile diese Arbeit entscheidend gefördert.

Außerdem möchte ich Herrn H. Zeiger für seine Hilfe bei den Herstellungsversuchen von PDI-Platten sowie Frau U. Steusloff und Frau H. Lehmann, die die Schreibearbeit für diese Arbeit durchgeführt haben, hiermit herzlich danken.