

Paraxiale Berechnungen zu Reflexen und Defekten im Interferometerstrahlengang

Eckhard Langenbach

<mailto:eckhard.langenbach@sunrise.ch>

Interferometeroptiken können durch Störreflexe und Defekte erheblich beeinträchtigt werden. Rechnungen mit paraxialen Strahlen erlauben eine schnelle Abschätzung dieser Effekte. In den Makrosprachen kommerzieller Optikrechenprogramme lassen sich diese Algorithmen implementieren, ohne mehrere Konfigurationen für die Analyse der optischen Systeme verwenden zu müssen.

1 Einleitung

Reflexe und Defekte an optischen Flächen beeinflussen die Wellenfronten von Mess- und Referenzwellen in Interferometern und beschränken deshalb die Genauigkeit von Wellenfrontmessungen. Mit paraxialen Berechnungen des Interferometerstrahlengangs lässt sich ihre Wirkung sehr schnell abschätzen, und die Ergebnisse helfen bei der Optimierung von Interferometeroptiken mit reduzierten Störungen durch Reflexe und Defekte.

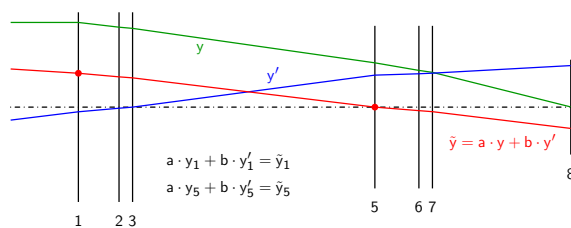


Abbildung 1 Paraxiale Strahlen eines Petzval-Objektivs

2 Paraxiale Optik

Bei vielen grundsätzlichen Überlegungen und Abschätzungen von optischen Systemen sind die Abweichungen realer Strahlen von paraxialen Strahlen nicht relevant. Für diese Aufgaben ermöglichen paraxiale Strahlen eine schnelle Analyse, weil Linearkombinationen paraxialer Strahlen wieder einen paraxialen Strahl ergeben. Durch die Linearkombination von zwei Basisstrahlen kann man alle paraxialen Strahlen in der Meridionalebene eines optischen Systems bilden. Abbildung 1 zeigt als Beispiel, wie in einem Petzval-Objektiv durch das Lösen eines linearen Gleichungssystems aus der Kombination des Randstrahls y und des Hauptstrahls y' ein neuer Strahl $\tilde{y} = a \cdot y + b \cdot y'$ bestimmt wird, der an den Flächen 1 und 5 vorgegebene Strahlhöhen \tilde{y}_1 und \tilde{y}_5 hat.

3 Interferometer-Strahlengang

Bei einem typischen Fizeau-Interferometer (Abb. 2) wird das Licht einer Monomodefaser kollimiert und

nach der Reflexion an einem Strahlteiler von einem Objektiv auf das gemeinsame Zentrum der sphärischen Referenzfläche und des Prüflings fokussiert. Das an diesen beiden Flächen ähnlich stark teilweise reflektierte Licht wird vom Objektiv wieder kollimiert und gelangt nach der Transmission durch den Strahlteiler zurück in das Interferometergrundgerät. Die darin befindliche, beidseitig telezentrische Optik bildet den Prüfling auf den Sensor ab. Dort überlagern sich dann die beiden reflektierten Wellen, und das dabei entstehende Interferogramm erlaubt eine Formbestimmung des Prüflings. Eine Blende im Zentrum der Abbildungsoptik lässt nur Strahlen passieren, die mit einem kleinen Einfallswinkel auf den Sensor treffen. Dadurch wird die Streifendichte im Interferogramm so begrenzt, dass die Streifen vom Sensor noch aufgelöst werden.

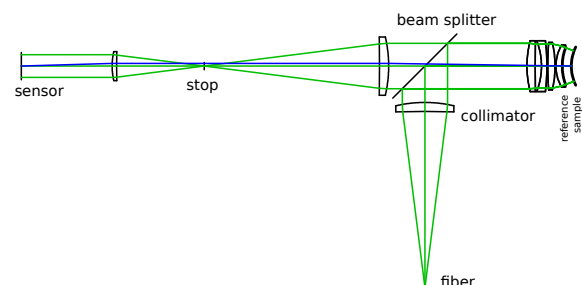


Abbildung 2 Strahlengang eines Fizeau-Interferometers

Für die paraxialen Rechnungen werden die folgenden beiden Basisstrahlen verwendet:

- ein von der Faser ausgehender Strahl zum Rand des Prüflings und weiter durch die Mitte der Blende zum Rand des Sensors (grün)
- ein Strahl von der Mitte des Prüflings zum Rand der Blende und dann zum Zentrum des Sensors (blau)

3.1 Reflexe

Abbildung 3 zeigt, wie der von links kommende grüne Strahl an einer sphärischen Fläche in den roten Strahl reflektiert wird. In paraxialer Näherung lassen

sich die Strahlhöhen und Winkel sehr einfach berechnen, und der reflektierte Strahl wird als Linearkombination der beiden Basisstrahlen beschrieben. Durch Skalieren der einlaufenden und reflektierten Strahlen werden die im Interferometer auftretenden Strahlbündel modelliert, und in der Abbildung 4 wird für das ins Interferometer reflektierte Strahlbündel gezeigt, wie es von der internen Blende beschnitten wird und in diesem Beispiel als divergentes Strahlbündel auf den Sensor trifft. Die übrigen optischen Elemente brauchen bei diesen Überlegungen nicht beachtet zu werden und werden hier in den grauen Rechtecken verborgen.

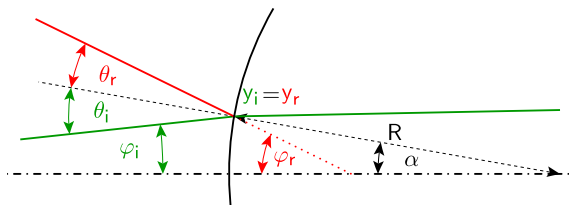


Abbildung 3 An einer sphärischen Fläche reflektierter Randstrahl

Die zum Strahlbündel gehörende, im Durchmesser beschnittene Kugelwelle (rot) überlagert sich auf dem Sensor mit der planen, regulären Welle (blau) des Interferometers, und in der Sensorebene entsteht als Interferogramm ein konzentrisches Ringmuster. Aus den paraxialen Daten lassen sich leicht dessen Durchmesser, die Streifenzahl und der Interferenzkontrast und damit der dadurch hervorgerufene Wellenfrontfehler abschätzen. Mit den Makrosprachen der üblichen Optikrechenprogramme lassen sich diese Rechnungen schnell für alle Flächen der Interferometeroptik wiederholen. Die Ergebnisse können dann in die Optimierung des Systems einfließen, indem man z. B. für zunächst stark störende Flächen größere Einfallswinkel der Randstrahlen vorgibt.

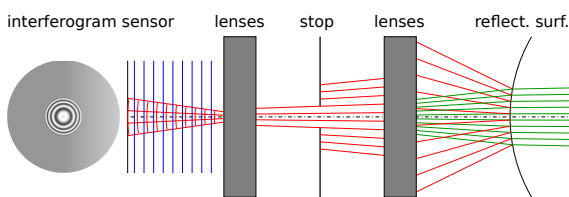


Abbildung 4 An einer sphärischen Fläche reflektiertes und dann beschnittenes Strahlbündel

3.2 Defekte

Defekte oder auch Verschmutzungen auf optischen Flächen der Interferometeroptik sorgen durch Beugungseffekte für gestörte Wellenfronten. Das Babinet'sche Prinzip erlaubt, die Wirkung der Abschattungen aus den Beugungsbildern entsprechender Öffnungen abzuleiten. Zwischen der defektbehafteten Fläche und der Sensorfläche befinden sich im

Allgemeinen weitere optische Flächen, und mit den hier vorgestellten paraxialen Rechenmethoden kann man leicht die scheinbare Position und Größe der Defekte bestimmen, wenn man sie von der Sensorfläche aus durch die weiteren Flächen beobachtet. Bei Interferometern verlaufen die Strahlen parallel zur optischen Achse durch die Fläche mit dem Bild des Defekts und durch die Bildebene. Falls dies nicht der Fall ist, kann man rechnerisch in der Sensorebene eine dünne Linse ergänzen, die den Lichtquellenpunkt ins Unendliche abbildet. Auf die Beugungsmuster in der Sensorebene hat eine solche Linse keinen Einfluss, aber sie ändert erneut die scheinbare Position und Größe der Defekte. Bei diesem finalen System trifft eine ebene Welle auf den Defekt und von dort unmittelbar auf den Sensor. Das Beugungsbild in der Sensorebene kann dann mit der Fresnel-Zahl der dem Defekt entsprechenden Öffnung $F = \frac{a^2}{L \cdot \lambda}$ abgeschätzt werden. Dabei ist a der scheinbare Halbmesser des Defekts, L der Abstand des Defektbilds von der Sensorebene und λ die Lichtwellenlänge. Für $F \ll 1$ liegt Fraunhofer-Beugung vor, und das Beugungsbild entspricht dem im Fernfeld. Bei $F \gg 1$ lässt sich die Wirkung eines Defekts gut mit geometrischer Optik als Schattenwurf beschreiben.

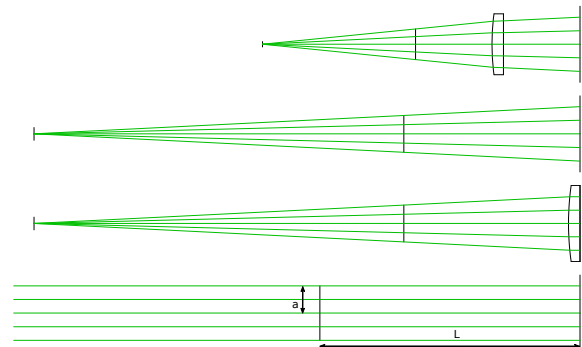


Abbildung 5 Verschiedene, von jeweils einer Blende beschnittene Strahlbündel mit übereinstimmenden Beugungsbildern

Die Abbildung 5 zeigt die drei paraxialen Rechenschritte, die aus der ursprünglichen Konfiguration ein entsprechendes linsenloses System erzeugen, bei dem ein virtueller Defekt mit kollimiertem Licht beleuchtet wird.

Auch hier lassen sich die Rechnungen gut mit Makro-Programmen kommerzieller Optikrechenprogramme automatisieren, und man erhält für die Defekte auf allen Flächen deren scheinbare Größen und Positionen, die Fresnel-Zahlen, die relativen Amplituden und daraus folgend die von den Defekten hervorgerufenen Wellenfrontfehler. Damit können dann angemessene Toleranzen für die Oberflächenunvollkommenheiten der optischen Flächen festgelegt werden.