

---

# Experiment 4.12: Design optischer Systeme

---

Alexander Gollert (1771707) & Jonas Richardt (1798861)

Tutor: Martin Sturm

Tag der Durchführung: 23.06.2014

Version: 1.1



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

---

## Inhaltsverzeichnis

---

1	Ziel des Versuchs	2
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Geometrische Optik . . . . .	3
2.1.1	Kurzwellenasymptotik . . . . .	3
2.1.2	Fermatsches Prinzip . . . . .	4
2.2	Paraxiale Optik . . . . .	6
2.3	Aberrationstheorie . . . . .	6
2.4	Spotdiagramme . . . . .	7
3	Aufgaben zur Vorbereitung	9
4	Auswertung	10
4.1	Singulett . . . . .	10
4.2	Hubble Teleskop . . . . .	11
5	Fazit	16

---

## 1 Ziel des Versuchs

---

Dieser Versuch soll als eine erste Einführung in die Problematik von Design, Simulation und Optimierung optischer Systeme dienen. Dazu wird das Programm Zemax genutzt, welches auch in der Industrie verbreitet zum Einsatz kommt. Insbesondere soll in diesem Versuch ein Modell des Hubble Teleskops optimiert werden.

---

## 2 Theoretische Grundlagen

---

### 2.1 Geometrische Optik

---

Licht ist eine elektromagnetische Welle, also folgt Licht den Naturgesetzen für elektromagnetische Felder - den Maxwellgleichungen. Allerdings schwingt das elektromagnetische Feld, welches die Ausbreitung von sichtbarem Licht beschreibt mit sehr hohen Frequenzen (Größenordnung  $10^{14} \text{ s}^{-1}$ ), was einhergeht mit kleinen Wellenlängen (Größenordnung  $10^{-7} \text{ m}$ ). Darum kann man erwarten, dass es bereits eine gute erste Näherung an die Gesetze zur Ausbreitung von sichtbarem Licht darstellt, wenn man die endliche Wellenlänge der Felder komplett vernachlässigt. In der Tat findet man, dass eine solche Vereinfachung für viele optische Probleme adäquat ist, da diese Approximation die Probleme hinreichend gut beschreibt. Es ist bemerkenswert, dass der Wellencharakter von Licht im Alltag keine allzu große Rolle spielt. So war über Jahrhunderte hinweg Newtons Korpuskeltheorie des Lichts, in der Licht als Fluss kleiner Teilchen beschrieben wird die allgemeine Lehrmeinung. Es erfordert einiges an experimentellem Aufwand um die Wellennatur von Licht über Interferenz- oder Beugungsphänomene an den Tag zu bringen.

Das Teilgebiet der Optik, welches durch die Vernachlässigung der Wellenlänge charakterisiert ist wird geometrische Optik genannt.

---

#### 2.1.1 Kurzwellenasymptotik

---

Das Ziel dieses Abschnittes ist es zu zeigen, dass die geometrische Optik als sogenannte Kurzwellenasymptotik aus den Maxwellgleichungen hervorgeht.

Sei also die Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung sehr klein gegenüber den Abmessungen des betrachteten Systems. Diese Bedingung rechtfertigt die Annahme, dass die Lösung der Maxwellgleichungen lokal durch ebene Wellen gegeben ist.

Mathematisch gehen wir hier von einer Verallgemeinerung von dem Ausdruck für eine ebene Welle mit Frequenz  $\omega$  und Wellenvektor mit Betrag  $k = \frac{\omega}{c}$ , also

$$u_k(t, \vec{x}) = \varphi_0 e^{-ik(ct - \vec{n}\vec{x})}$$

aus, die wir wie folgt schreiben wollen:

$$u_k(t, \vec{x}) = \varphi_k(\vec{x}) e^{ik(S(\vec{x}) - ct)} \quad (2.1)$$

Die reelle skalare Funktion  $S(\vec{x})$  bestimmt dabei die Phase und die reelle Funktion  $\varphi_k(\vec{x})$  legt die Amplitude von  $u_k(t, \vec{x})$  fest. Dabei fordern wir ganz explizit, dass  $S(\vec{x})$  nicht von  $k$  abhängen möge und sich  $\varphi_k(\vec{x})$  für große  $k$  folgendermaßen entwickeln lassen möge:

$$\varphi_k(\vec{x}) = \varphi_0(\vec{x}) + \frac{1}{k} \varphi_1(\vec{x}) + \frac{1}{k^2} \varphi_2(\vec{x}) + \dots$$

In einem lokal isotropen Medium mit verschwindender Strom- und Ladungsdichte nehmen die Maxwellgleichungen für Felder einer festen Frequenz  $\omega$  die Gestalt

$$\begin{aligned}\epsilon_0 \nabla(\epsilon \vec{E}) &= 0 \\ \mu_0 \nabla(\mu \vec{H}) &= 0 \\ \nabla \times \vec{H} &= -i\omega k \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \\ \nabla \times \vec{E} &= i\omega k \mu \mu_0 \vec{H}\end{aligned}$$

an. Hier steht  $\vec{E}$  für die elektrische Feldstärke und  $\vec{H}$  für die magnetische Feldstärke,  $\epsilon_0$  bzw.  $\mu_0$  bezeichnen die elektrische - bzw. magnetische Feldkonstante und schließlich sind  $\epsilon = \epsilon(\omega, x)$  und  $\mu = \mu(\omega, x)$  dimensionslose Größen, die mediumsspezifisch sind. Die Produkte  $\epsilon_0 \epsilon$  und  $\mu_0 \mu$  nennt man Permittivität bzw. Permeabilität. Als nächstes setzen wir für  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$  Wellen der Form 2.1 an, was wir in

$$\begin{aligned}\vec{E}(t, \vec{x}) &= \vec{e}(\vec{x}) e^{ik(S(\vec{x})-ct)} \\ \vec{H}(t, \vec{x}) &= \vec{h}(\vec{x}) e^{ik(S(\vec{x})-ct)}\end{aligned}$$

kodieren. Damit erhalten wir folgende Gleichungen:

$$\begin{aligned}\vec{e} \cdot \nabla S &= -\frac{1}{ik} \left( \vec{e} \frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} + \nabla \vec{e} \right) \\ \vec{h} \cdot \nabla S &= -\frac{1}{ik} \left( \vec{h} \frac{\nabla \mu}{\mu} + \nabla \vec{h} \right) \\ \nabla S \times \vec{e} - \mu \mu_0 k c \vec{h} &= -\frac{1}{ik} \nabla \times \vec{e} \\ \nabla S \times \vec{h} + \epsilon \epsilon_0 k c \vec{e} &= -\frac{1}{ik} \nabla \times \vec{h}\end{aligned}$$

Die rechte Seite dieser Gleichungen verschwindet im Limes  $k \rightarrow \infty$ . Dieser Grenzprozess wird als Kurzwellenasymptotik bezeichnet. Tatsächlich folgt innerhalb der Kurzwellenasymptotik die Gleichung:

$$(\nabla S)^2 = \epsilon \mu =: n^2(\omega, \vec{x}) = n^2 \tag{2.2}$$

S nennt man Eikonalfunktion. Gleichung 2.2 wird gemein hin als Eikonalgleichung bezeichnet. Diese Gleichung gilt als Grundgleichung der geometrischen Optik.

---

### 2.1.2 Fermatsches Prinzip

---

In diesem Abschnitt soll es darum gehen Gleichung 2.2 mit Leben zu füllen.

Bereits aus Gleichung 2.1 wird ersichtlich, dass Mannigfaltigkeiten mit  $S = \text{const}$  Orte gleicher Phase darstellen. Man bezeichnet sie in diesem Kontext auch als Wellenfronten. Man definiert

nun Lichtstrahlen als eben jene Kurven, die orthogonal auf allen Wellenfronten stehen, welche sie passieren. Weiterhin wird die optische Wegdifferenz (OPD) zwischen den Punkten  $\vec{x}_i$  und  $\vec{x}_f$  über

$$\text{OPD}(\vec{x}_i, \vec{x}_f) = \int_{\vec{x}_i}^{\vec{x}_f} \nabla S = S(\vec{x}_f) - S(\vec{x}_i) \quad (2.3)$$

definiert. Wir bemerken, dass die Definition des OPD völlig unabhängig ist von dem Pfad, der  $\vec{x}_i$  mit  $\vec{x}_f$  verbindet.

Sei  $\gamma$  nun ein beliebiger bogenlängenparametrisierter Pfad, der  $\vec{x}_i$  mit  $\vec{x}_f$  verbindet. Es gilt

$$\int_{\gamma} \nabla S = \int_{\gamma} \vec{\sigma} n = \int_{\gamma} \vec{\sigma} n \frac{d\vec{\gamma}}{ds} ds$$

Benutzt man jetzt die (Cauchy-Schwarz-) Ungleichung

$$\vec{\sigma} \frac{d\vec{\gamma}}{ds} \leq |\vec{\sigma}| \left| \frac{d\vec{\gamma}}{ds} \right| = 1$$

folgt schließlich

$$\int_{\gamma} \nabla S \leq \int_{\gamma} n ds. \quad (2.4)$$

Wobei das Gleichheitszeichen nur gilt, wenn  $\gamma$  stets in Richtung von  $\nabla S$  zeigt,  $\gamma$  also ein Lichtstrahl ist. Die Ungleichung 2.4 ist das Fermatsche Prinzip. Es besagt, dass unter allen Trajektorien, die  $\vec{x}_i$  mit  $\vec{x}_f$  verbinden, Lichtstrahlen genau diejenigen sind, die das Integral  $\int_{\gamma} n$  minimieren. Wir möchten aber auch noch eine Verbindung zu der Formulierung des Fermatschen Prinzip schaffen, die wir bereits aus der Schule kennen. Dazu definieren wir das das Lichtwegelement  $dl$  über das euklidische Wegelement  $ds$  wie folgt:

$$dl^2 = n ds^2$$

Die Bogenlänge einer Kurve  $\gamma$  ist hinsichtlich dieses Wegelements über euklidische Wegelement  $ds$  wie folgt:

$$l = \int_{\gamma} dl = \int_{t_1}^{t_2} dl = \int_{t_1}^{t_2} n(\vec{x}(t)) \left| \frac{d\vec{x}}{dt} \right| dt$$

Aufgrund der Beziehung  $n(x) = \frac{c}{c(x)}$ , ist die optische Bogenlänge

$$l = \int_{\gamma} dl = c \int \frac{ds}{c(x)} = cT$$

und damit proportional zur Laufzeit  $T$ , die Lichtstrahl benötigt um  $\gamma$  zu verfolgen. Darum drückt man das Fermatsche Prinzip oft in folgender Form aus: Ein Lichtstrahl geht von  $\vec{x}_i$  nach  $\vec{x}_f$  entlang des Weges der geringsten Laufzeit.

Es sei erwähnt, dass sich das Snelliussche Brechungsgesetz aus dem Fermatschen Prinzip ableiten lässt. Dieses lautet

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2, \quad (2.5)$$

wobei  $n_1$ ,  $n_2$  die Brechungsindizes der Medien bezeichnet und die Winkel  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  relativ zur Oberflächennormalen definiert sind. Abbildung 2.1 soll die Situation des Brechungsgesetzes illustrieren.

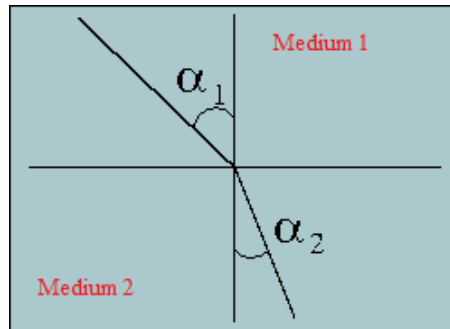


Abbildung 2.1: Zur physikalischen Situation des Brechungsgesetzes

---

## 2.2 Paraxiale Optik

---

In diesem Abschnitt gehen wir davon aus, dass das betrachtete optische System Rotationssymmetrie aufweist. Falls alle Lichtstrahlen des Systems einen kleinen Winkel zur optischen Achse einschließen kann man das Brechungsgesetz der geometrischen Optik wie es in Gleichung 2.5 dargestellt ist weiter vereinfachen, indem man die Sinusfunktion durch ihr Argument im Bogenmaß approximiert. Dadurch stehen der Abstand  $r_i$  und der Winkel  $\theta_i$  eines Lichtstrahl zur optischen Achse vor Durchgang durch ein optischen System, in einem linearen Zusammenhang zu den entsprechenden Größen  $r_f$  und  $\theta_f$  nach Durchgang durch das optische System. Dies lässt sich formal als durch

$$\begin{pmatrix} r_f \\ \theta_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_i \\ \theta_i \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

ausdrücken. Wobei die Matrix mit den Einträgen A,B,C und D das optische System kodiert. Tatsächlich spricht man von dem ABCD-Matrix-Formalismus.

Die ABCD-Matrix eines zusammengesetzten Systems lässt sich durch Hintereinanderausführung (Matrixmultiplikation) von elementaren Matrizen gewinnen. An dieser Stelle sei die freie Propagation um die Länge L genannt, welche sich durch

$$M_{frei} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

fassen lässt. Darüber hinaus wird eine dünne Linse der Brennweite f durch

$$M_{Linse} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

beschrieben.

---

## 2.3 Aberrationstheorie

---

Ein abbildendes System heißt ideal, falls alle Strahlen, die von einem Punktobjekt ausgehen auch wieder in ein Punkt in der Bildebene abgebildet werden. Innerhalb der paraxialen Optik ist jedes abbildendes System ideal. Doch in der geometrischen Optik kann es zu Abweichungen vom

Idealfall kommen. Diese Abweichungen werden Aberrationen genannt. Dabei gehen wir nur auf monochromatische Aberration ein.

Ein Lichtstrahl ist in einem optischen System durch die Angabe seines Schnittpunktes mit der Objektebene  $\vec{r}_o = (x_o, y_o)$  und der Pupillenebene  $\vec{r}_p = (x_p, y_p)$  vollständig bestimmt. Besitzt das optische System Rotationssymmetrie bezüglich der optischen Achse, so genügt bereits die Angabe von den (normierten) Radien  $\eta = \frac{|\vec{r}_o|}{h_{max}}$ ,  $\rho = \frac{|\vec{r}_p|}{r_{max}}$  sowie den Winkel  $\theta$ , den  $\vec{r}_o$  und  $\vec{r}_p$  einschließen um einen Lichtstrahl eindeutig festzulegen. Dabei bezeichnet  $h_{max}$  die maximale Objekthöhe und  $r_{max}$  den maximalen Pupillradius. Da das Tripel  $(\eta, \rho, \theta)$  einen Lichtstrahl bestimmt, ist auch der Wellenfrontfehler  $W = W(\eta, \rho, \theta)$  eine Funktion dieser Koordinaten. Für rotationssymmetrische optische Systeme gilt die Potenzreihenentwicklung

$$W(\eta, \rho, \theta) = \sum_{ijk}^{\infty} W_{ijk} \eta^i \rho^j \cos^k \theta, \quad (2.9)$$

wobei  $k \leq j$  gilt und sowohl  $i + j$  als auch  $j + k$  gerade sein sollen. Die Entwicklungskoeffizienten  $W_{ijk}$  besitzen für führende Ordnungen eigene Namen und eine anschauliche Interpretation, welche in Abbildung 2.2 wiedergegeben ist.

Koeffizient	Name	Bedeutung
$W_{000}$	Hub	Konstante additive Phase, hat keinen messbaren Einfluss
$W_{111}$	Verkippung	Verkippung der Bildebene, keine Auswirkung auf Bildqualität
$W_{020}$	Fokus	Verschiebung der Bildebene, kann trivial ausgeglichen werden
$W_{040}$	Spherische Aberration	Änderung des Fokus mit Pupillenordinate $\rho$
$W_{131}$	Koma	Änderung der Verkippung mit Pupillenordinate $\rho$
$W_{220}$	Bildfeldwölbung	Änderung des Fokus mit Objektordinate $\eta$
$W_{311}$	Verzeichnung	Änderung der Verkippung mit Objektordinate $\eta$
$W_{222}$	Astigmatismus	Änderung der Bildfeldwölbung mit Pupillenorientierung $\theta$

Abbildung 2.2: Aberrationen eines rotationssymmetrischen optischen Systems in niedrigsten Ordnungen von  $\rho$  und  $\eta$  aus [Anl]

---

## 2.4 Spotdiagramme

---

Ein Spotdiagramm zeigt die Schnittpunkte von Strahlen, die von einem Punkt ausgehen mit der Bildebene. Für ein ideales abbildendes System ist ein Spotdiagramm also ein einziger Punkt. Wie bereits geschildert, zeigt ein reales optische System Abweichungen von diesem Idealverhalten. Die Abbildungen 2.3 - 2.5 illustrieren verschiedene Aberrationen einer Linse mit Hilfe von Spotdiagrammen.

Ein Maß, um die Ausdehnung des Spotdiagramms zu quantifizieren, stellt dessen RMS (root mean square) Radius dar. Um die Größe des RMS Spotradius einzuordnen ist ein Vergleich mit dem Rayleigh-Radius  $r_{\text{Rayleigh}} = 1.22\lambda N$  von Nutzen. Ist der RMS Spotradius größer als der Rayleigh-Radius, so ist die Qualität der Abbildung im wesentlichen durch geometrische Aberratur bestimmt. Ist hingegen der Rayleigh-Radius größer als der RMS-Spotradius, so ist die Bildqualität durch die Größe der Blende limitiert, man spricht davon, dass die Bildqualität beugungsbegrenzt sei.



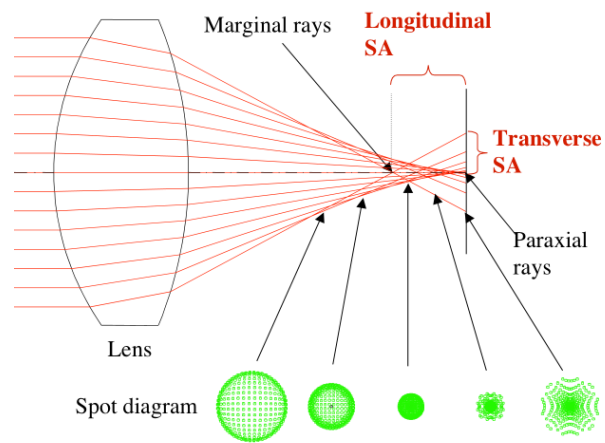


Abbildung 2.3: Darstellung der sphärischen Aberration einer Linse mit Spotdiagrammen

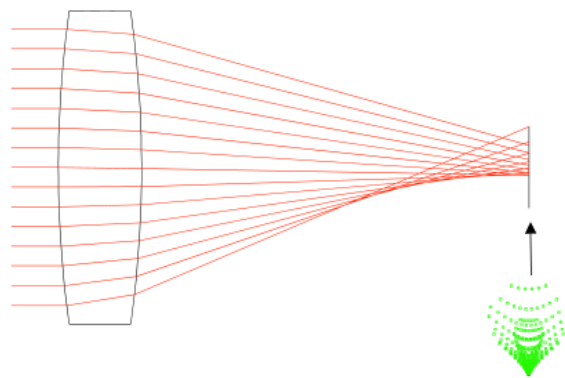


Abbildung 2.4: Darstellung der Koma Aberration einer Linse mit Spotdiagramm

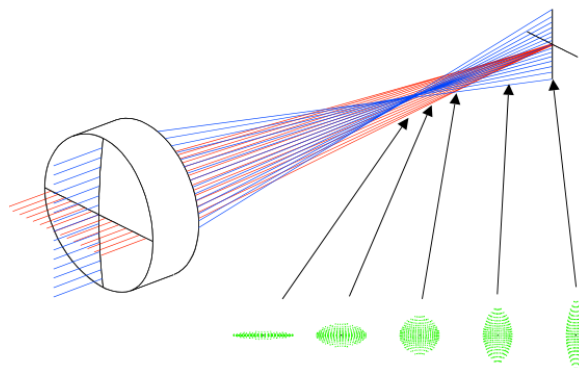


Abbildung 2.5: Darstellung der Astigmatismus Aberration einer Linse mit Spotdiagrammen

---

### 3 Aufgaben zur Vorbereitung

---

Im Voraus sollten die insgesamt drei verschiedenen Linsensysteme (plan- und bikonvexe Linse und Hubbleteleskop) hinsichtlich ihrer diversen Größe berechnet werden. Gesucht waren bei den Linsen die Krümmungsradien und beim Teleskop die beiden Krümmungsradien und der Abstand vom ersten zum zweiten Spiegel. Die Linsen ließen sich mit der Formel  $\frac{1}{f} = (n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$  berechnen, wobei  $n=1,5168$  und  $f=0,1$  m als gegeben vorausgesetzt war. Dies ergab für die plankonvexe Linse einen einseitigen Krümmungsradius von 5,168 cm, bei der bikonvexen Linse ließen sich die beiden Krümmungsradien auf 10,336 cm berechnen, also exakt das doppelte der plankonvexen Linse. Für das Teleskop bot sich die Matrizenoptik an, mit abwechselnd 2 Spiegeln und ebenso vielen Propagationen. Damit berechnete sich der Krümmungsradius des ersten Spiegels auf 11,30 m, der des zweiten auf 1,39 m, wobei der Erste konvex und der Zweite konkav ist. Der Abstand zwischen den Spiegeln ergab sich zu 5,02 m. Diese Werte wurden dann zu Beginn in Zemax eingegeben und dienten als Ausgangspunkt für die spätere Optimierung.

---

## 4 Auswertung

---

### 4.1 Singulett

---

Das erste optische System, welches wir untersucht haben besteht aus einer einzelnen bikonvexen Linse, wie sie in Abbildung 4.1 gezeigt wird. Innerhalb der paraxialen Theorie ist das Singulett ideal. Jedoch zeigt das System in der geometrischen Optik Aberration. Mit Hilfe von Zeemax konnten wir diese quantifizieren. Die Seidelabberationen sind entsprechend in Abbildung 4.2 gezeigt. Ferner hat das Spotdiagramm nun eine von 0 verschiedene Ausdehnung. Auch dies konnten wir in Zemax beobachten. Das entsprechende Bild ist in Abbildung 4.3 zu sehen.

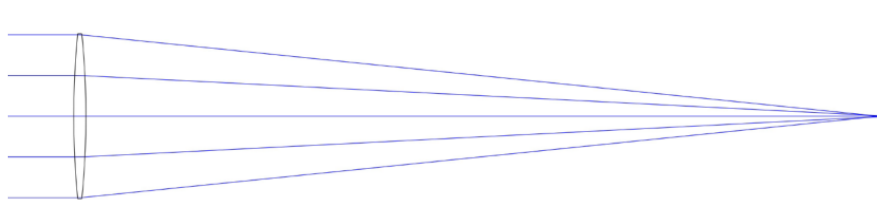


Abbildung 4.1: Strahlengang einer bikonvexen Linse in paraxialer Näherung

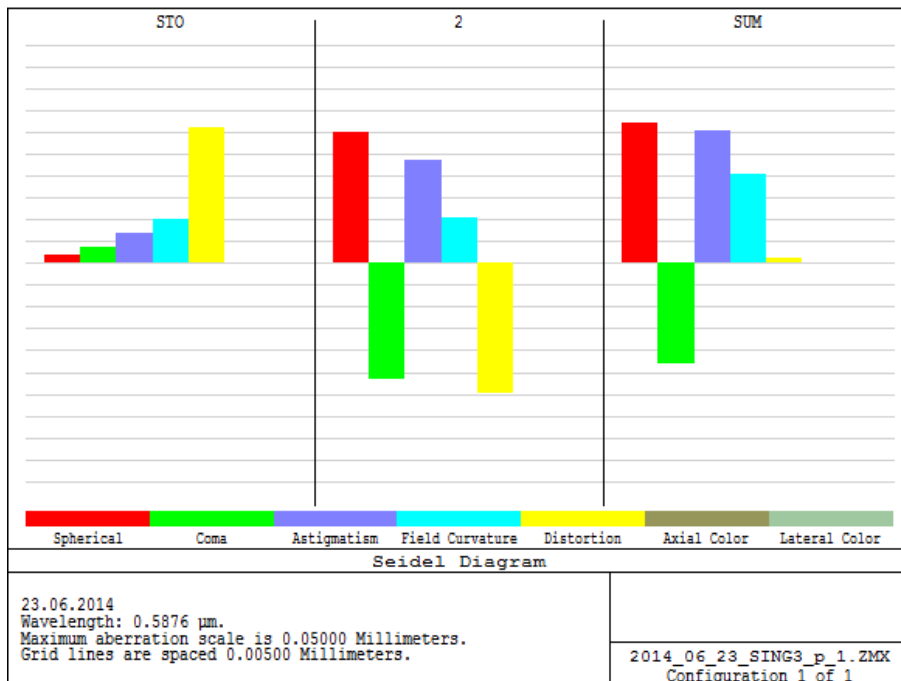


Abbildung 4.2: Abberationen des Singulett-Systems wie in Zeemax zu sehen

Es galt nun die Abberationen des Gesamtsystems zu minimieren. Dies entspricht dem Unterpunkt SUM in Abbildung 4.2. Zemax bringt nativ eine solche Optimierungsfunktion mit. Allerdings ist es entscheidend Nebenbedingungen an die Optimierung zu stellen. So wurde der Abstand

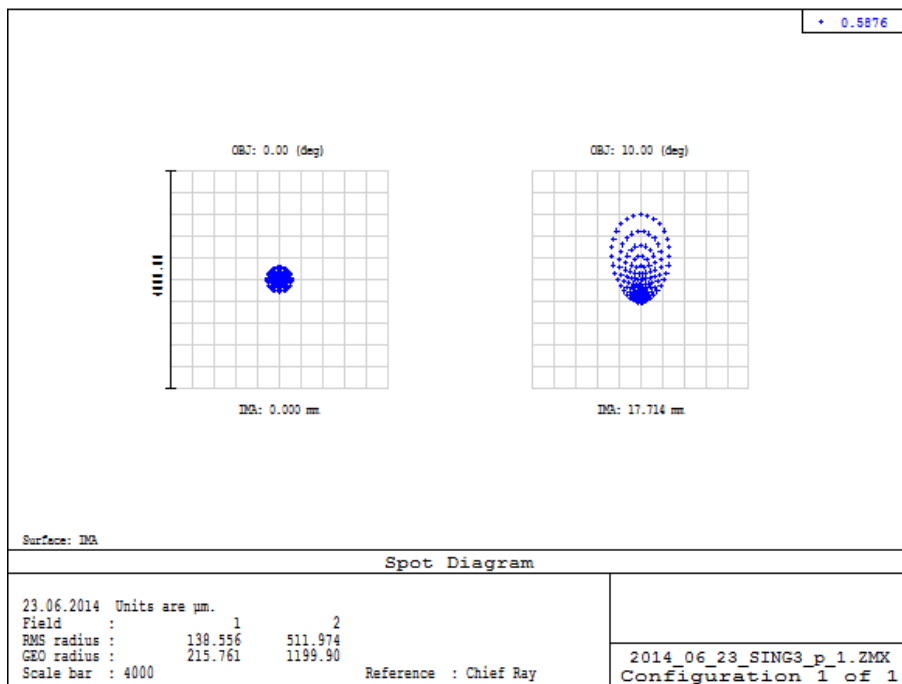


Abbildung 4.3: Spotdiagramm des Singuletsystems

von Linse zur Bildebene festgehalten, damit die Optimierung kein völlig anderes optisches System liefert.

Eine solche Optimierung führte schließlich auf die Aberrationen, die in Abbildung 4.4 gezeigt sind. Auch ein Vergleich des alten - mit dem optimierten Spotdiagramm in Abbildung 4.5 zeigt, das die Optimierung ihren Namen verdient.

## 4.2 Hubble Teleskop

Das zweite optische System, dem sich der Versuch widmet ist das prominente Hubble Space Telescope. Dieses besteht im wesentlichen aus aus 2 Spiegeln und ist in Abbildung 4.6 dargestellt.

Zunächst haben wir analog zum Singuletsystem das die Seidelabberationen und das Spotdiagramm für das System betrachtet. Diese sind in den Abbildungen 4.7 bzw. 4.8 gezeigt.

$ijk$	$W_{ijk}$ in $\lambda = 476.9$ nm von Zemax	$W_{ijk}$ in $\lambda = 476.9$ nm des Mathematica Fits
040	0.001189	0.001150
131	-0.054600	-0.060003
222	0.437030	0.440409
020 + 220	1.862300	-0.219516
111 + 311	-0.119146	-0.001646

Tabelle 4.1: Vergleich zwischen den von von uns gefitteten mit den von Zemax berechneten Werten für die Wellenfrontfehlerkoeffizienten  $W_{ijk}$ .

Ein wesentlicher Teil dieser Ausarbeitung besteht darin, die Wellenfrontfehler die Zemax während der Durchführung bereits ausgerechnet hat, selbst nochmal mit einem anderen Programm zu berechnen um einen Vergleich mit Zemax zu ermöglichen. Mit Hilfe des Computeralgebrasystems

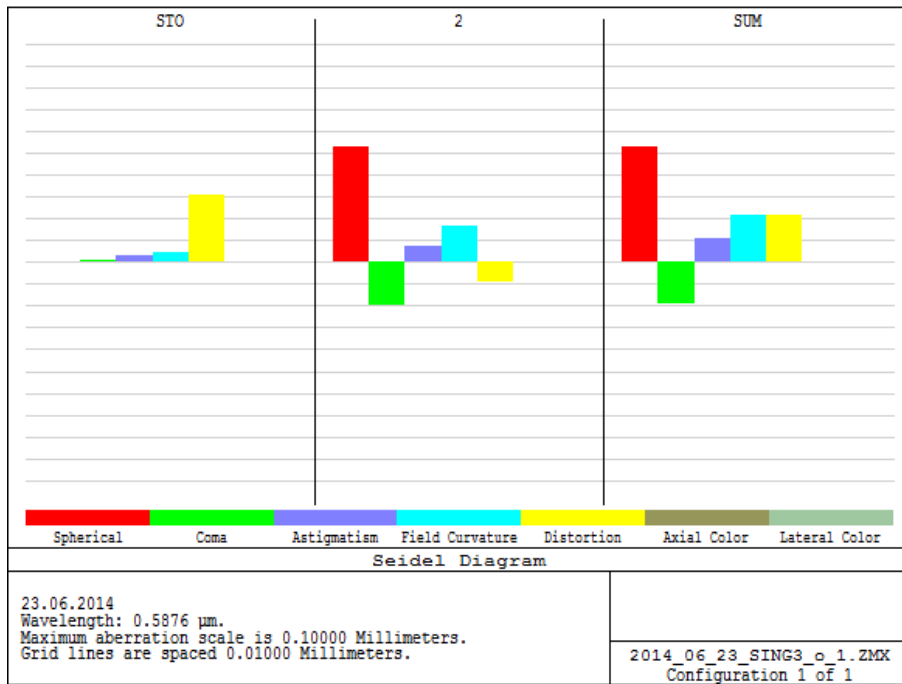


Abbildung 4.4: Seidel-Aberrationen des Singulett-Systems nach Optimierung

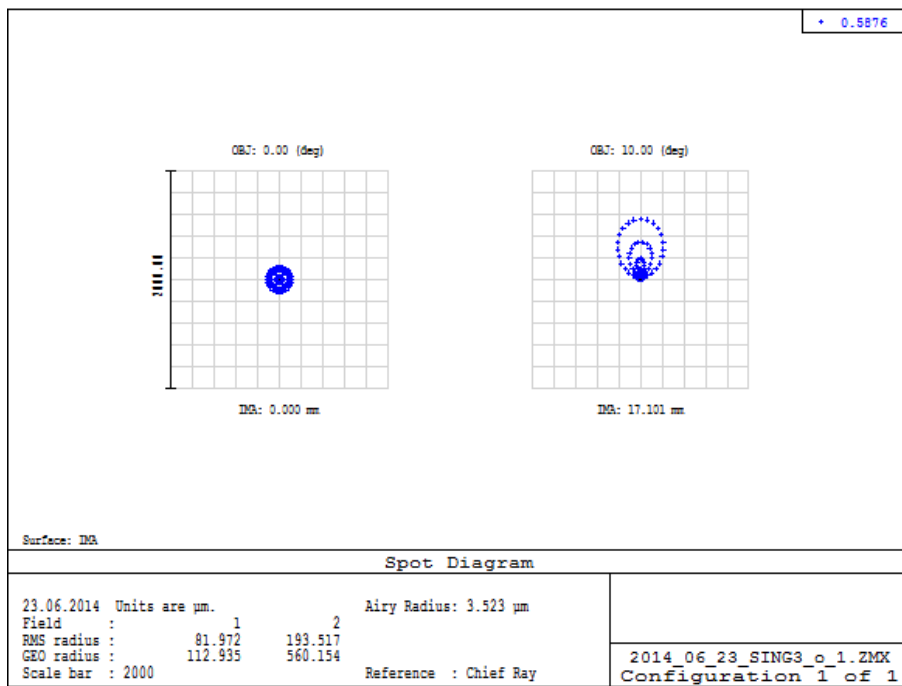


Abbildung 4.5: Spotdiagramm des optimierten Singulettsystems



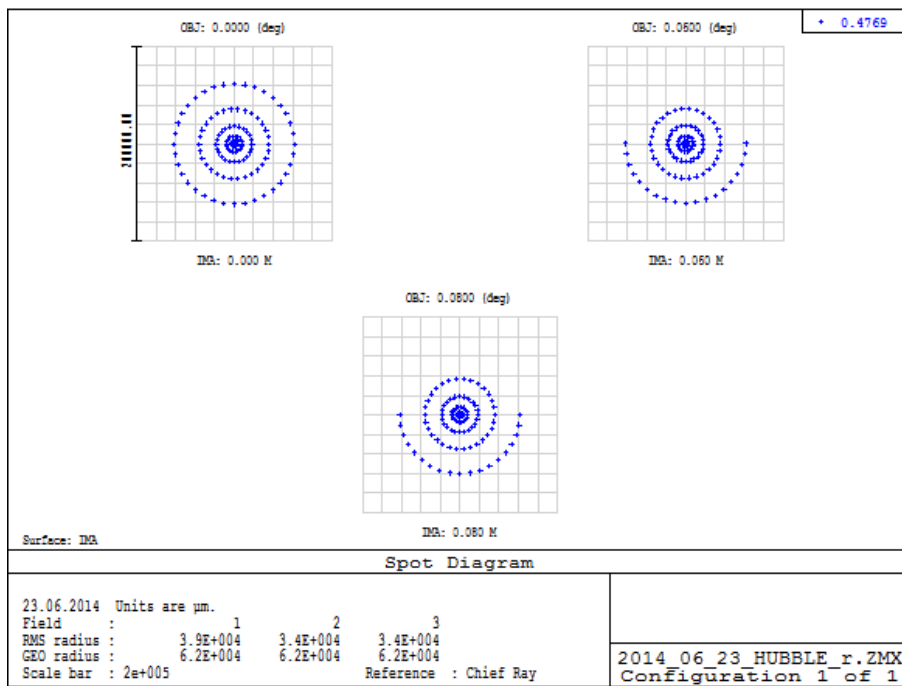


Abbildung 4.8: Spot Diagram des Hubble Teleskopes

Mathematica haben wir die Koeffizienten  $W_{ijk}$  bestimmt und in Tabelle 4.1 mit den Werten die Zemax lieferte gegenübergestellt. Dabei haben wir die Wellenfrontfehler einmal mit einfallendem Licht parallel zur optischen Achse ( $\eta = 0$ ) und einmal mit einfallendem Licht unter einem Winkel von  $8^\circ$  zur optischen Achse ( $\eta = 1$ ) berechnet. Das Ergebnis beider Berechnungen ist in Tabelle 4.1 zu sehen. Dabei bleibt festzustellen, dass  $W_{040}$ ,  $W_{131}$ ,  $W_{222}$  sehr gut mit der Zemax-Referenz übereinstimmen. Jedoch kommt es bei den Summen  $W_{020} + W_{220}$  und  $W_{111} + W_{311}$  zu starken Abweichungen zwischen Zemax und unserem Fit. Der Betreuer wies uns darauf hin, dass derartige zu erwarten sei. Das liegt an der Art und Weise wie die Wellenfrontfehler berechnet. Zemax setzt automatisch  $W_{111}$  und  $W_{020}$  Null, da diese trivial ausgeglichen werden können. Ein weiterer Unterschied ist bei der Bildfeldwölbung  $W_{220}$  auszumachen. Die Bildfeldwölbung wurde während des Versuchs durch einen entsprechend gekrümmten Schirm ausgeglichen. Das wird jedoch nicht in dem Wert  $W_{220}$  von Zemax berücksichtigt. Zemax berechnet die Wellenfrontfehler durch sogenannte Seidelsummen, welche immer von einem ebenen Schirm ausgehen. Hingegen berücksichtigt unser Mathematica Fit den gewölbten Schirm, weswegen die Bildfeldwölbung hier geringer ausfällt. Der gekrümmte Schirm optimiert also das optische System indem er die Bildfeldwölbung verringert.

Die Seidelkoeffizienten des von Zemax optimierten Hubble Space Telescope sind in Abbildung 4.9 und das zugehörige Spotdiagramm ist in Abbildung 4.10 gezeigt. In Abbildung 4.9 ist dabei schön zu erkennen, dass die Seidelkoeffizienten der einzelnen optischen Elemente additiv die Seidelkoeffizienten des Gesamtsystems ergeben, was bei der Optimierung ausgenutzt wird. In Abbildung 4.10 haben wir von Zeemax zusätzlich die Airy-Scheibe einzeichnen lassen. Dabei ist eindeutig zu erkennen, dass der RMS Spotradius kleiner ist als der Rayleighradius, das heißt das von Zemax optimierte System ist beugungsbegrenzt. Möchte man das System weiter optimieren, so müsste man als erstes die Öffnung der Blende erhöhen um die Beugungslimitierung aufzuheben. Erst danach ist es für das Optimieren des Systems sinnvoll die geometrischen Aberrationen weiter zu minimieren.

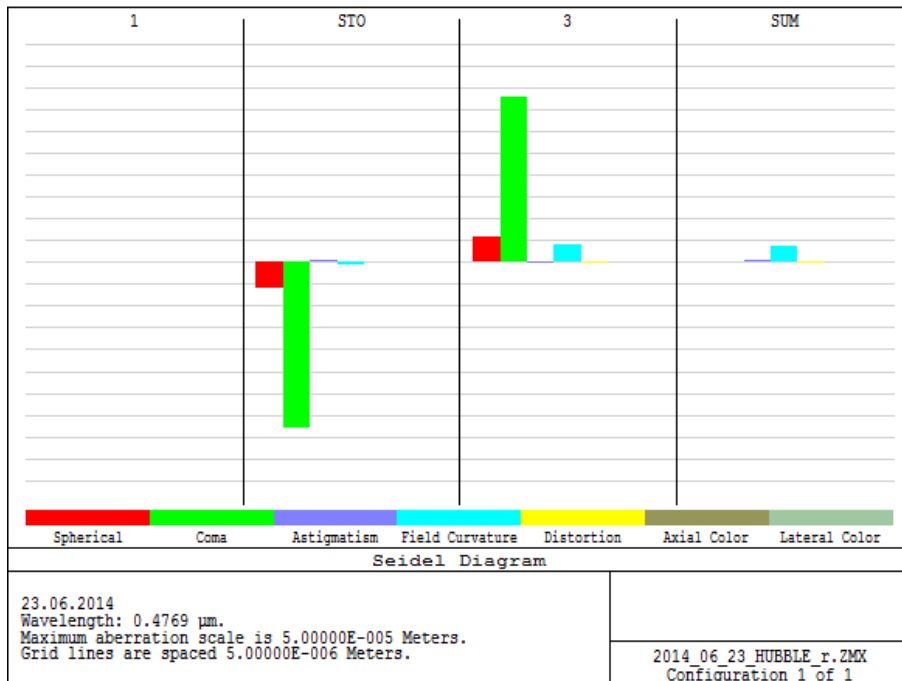


Abbildung 4.9: Seidel Aberrationen des optimierten Hubble Teleskopes

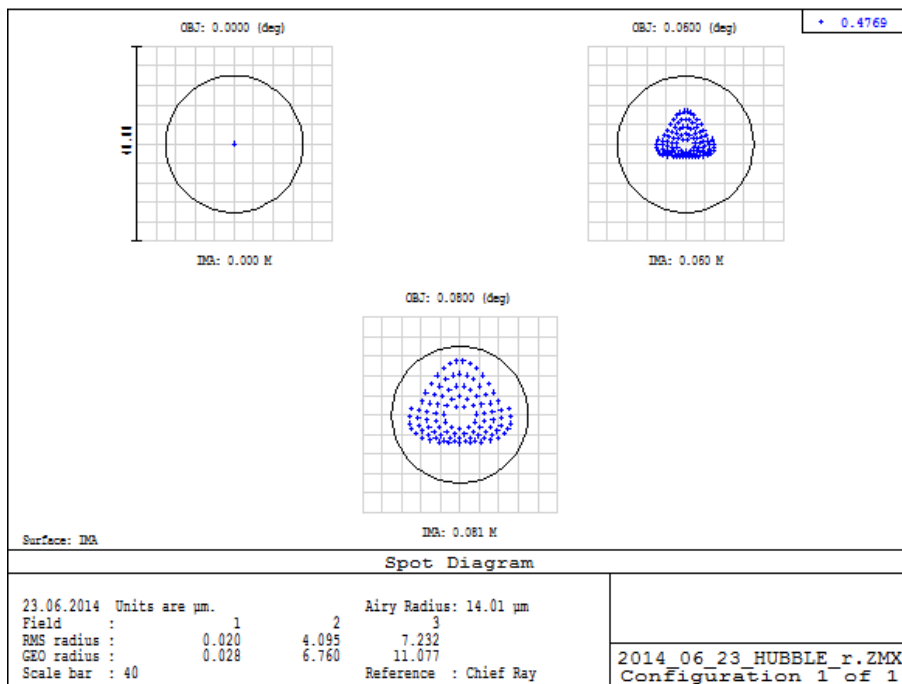


Abbildung 4.10: Spot Diagram des optimierten Hubble Teleskopes



---

## 5 Fazit

---

Wir haben uns in diesem Versuch mit Design, Simulation und Optimierung optischer Systeme befasst. Dabei haben wir ein grundlegendes Verständnis der Abbildungsfehler von optischen Systemen erlangt und mit Hilfe der Software Zemax die Abbildungsfehler zweier optischer Systeme minimiert. Besonders interessant war dabei die Behandlung des Hubble Space Telescope.

Da der Versuch recht neu ist möchten wir noch anmerken, dass uns der Versuch insgesamt sehr gut gefallen hat. Wir denken, dass die Anleitung gelungen ist und die Aufgaben gut zu bewältigen sind.

---

## Literaturverzeichnis

---

- [Anl]           Versuchsanleitung in der Version vom 22.06.2013  
  
                  [http://www.iap.tu-darmstadt.de/fileadmin/iap/fp/a/FP\\_4.12\\_DoS\\_v1.pdf](http://www.iap.tu-darmstadt.de/fileadmin/iap/fp/a/FP_4.12_DoS_v1.pdf)
- [Half]           Halfmannskript zum Optikfachkurs
- [Born, Wolf]   M. Born und E. Wolf: Principles of Optics, Pegamon Press, 6. Auflage (mit Verbesserungen) ,1986
- [Römer]         H. Römer. Theoretical Optics, Wiley-VCH, 2. Auflage, 2009
- [Yoon]           [http://www.imagine-optic.com/downloads/imagine-optic\\_yoon\\_article\\_optical-wavefront-aberrations-theory.pdf](http://www.imagine-optic.com/downloads/imagine-optic_yoon_article_optical-wavefront-aberrations-theory.pdf)