

2 Grundlagen optischer Komponenten

Die Optik zählt neben der Mechanik zu den ältesten Naturwissenschaften [14]. Sie beschreibt die Ausbreitung von Licht und seine Wechselwirkung mit der Materie. Licht umfasst nach der klassischen Sichtweise elektromagnetische Wellen mit Wellenlängen von $\lambda = 0,38..0,78 \mu\text{m}$ [15]. Die Abmessungen typischer optischer Komponenten (Linsen und Spiegel) zur Erzeugung von Abbildungen sind um ein Vielfaches (Faktor 1000) größer als die Wellenlänge. Daher ist es möglich, die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen in guter Näherung mit Hilfe von Strahlen zu beschreiben. Sobald aber die Abmessungen in den Bereich der Wellenlänge kommen, ist die Wellenoptik besser geeignet, um die auftretenden Phänomene zu erklären. Von wesentlicher Bedeutung in diesem Kontext sind grundlegende Erscheinungen wie Reflexion, Brechung, Beugung und die darauf basierenden optischen Komponenten wie Linsen und Wellenleiter.

Das erste Teilkapitel stellt die Grundlagen der Strahlenoptik vor und beschreibt ihre Implementierung in einem Raytracing-Programm, mit dem die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen berechnet werden kann. Im zweiten Teilkapitel richtet sich der Fokus der Betrachtung auf die Wellenoptik und im Besonderen auf ein nützliches Werkzeug: die Beschreibung durch Gaußstrahlen. Nachdem im dritten Teilkapitel verschiedene Linsenformen und ihre Abbildungsfehler diskutiert worden sind, stellt das vierte Teilkapitel dielektrische Wellenleiter und daraus abgeleitete Koppler und Splitter vor. Die dargestellten Grundlagen beziehen sich zunächst ausschließlich auf optische Komponenten und Phänomene im sichtbaren und nahinfraroten Spektralbereich bei Wellenlängen zwischen $\lambda = 0,38..1,55 \mu\text{m}$. Die in Kapitel 4 beschriebenen Weiterentwicklungen im Bereich der Quasioptik eines Terahertz (THz)-Systems basieren auf den hier beschriebenen Grundlagen optischer Komponenten. Sie zeigen die Anwendung der Kenntnisse beim Entwurf von Linsen und Strahlteilersystemen für deutlich längere Wellenlängen.

In den folgenden Teilkapiteln werden die physikalischen Zusammenhänge in kondensierter Form präsentiert. Auf umfangreiche Herleitungen, die in den zitierten Quellen zu finden sind, wird hierbei verzichtet. Ziel dieser Darstellung ist es, die im weiteren Verlauf dieser Arbeit angewendeten Formeln in ihrem physikalischen Zusammenhang übersichtlich darzustellen.

2.1 Strahlenoptik

In der Strahlenoptik, auch geometrische Optik genannt, werden die Welleneigenschaften des Lichtes vernachlässigt [14, 16]. Die Ausbreitung des Lichtes erfolgt in einem homogenen Medium geradlinig und wird durch Strahlen beschrieben, die senkrecht auf den Wellenfronten stehen. Dabei können sich die einzelnen Strahlen durchdringen, ohne sich gegenseitig zu beeinflussen. Die Ausbreitung der Strahlen und ihre Wechselwirkung mit Materie lässt sich im Wesentlichen durch Reflexion und Brechung erklären. Mit Hilfe dieser einfachen Gesetzmäßigkeiten ist es

möglich, als einen Formalismus die Matrixschreibweise zu entwickeln, der es erlaubt, die Führung von Licht durch Linsen und Spiegel zu beschreiben. Diese Matrixschreibweise bildet auch die Grundlage eines jeden Raytracing-Programmes zur Beschreibung der Lichtausbreitung in optischen Systemen.

2.1.1 Reflexion und Brechung

Treffen Lichtstrahlen auf eine Grenzschicht zwischen 2 dielektrischen Materialien [14, 16], wird ein Teil des Lichtes reflektiert und ein Teil transmittiert (vgl. Abbildung 2.1). n_1 und n_2 stellen die Brechungsindices von Medium 1 bzw. 2 dar, wobei in diesem Beispiel $n_2 > n_1$ gilt. Für die Reflexion ergibt sich allgemein, dass der Einfallswinkel α gleich dem Ausfallswinkel β ist:

$$\alpha = \beta \quad (2.1)$$

Der gebrochene Lichtstrahl erfährt aufgrund der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten in den beiden Medien eine Richtungsablenkung beim Übergang von Medium 1 zu 2. Er wird beim Wechsel vom optisch dünneren zum optisch dichteren Medium zum Lot hin gebrochen:

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta' \quad (2.2)$$

Umgekehrt erfolgt beim Übergang vom optisch dichteren zum optisch dünneren Material eine Brechung vom Lot weg. Diese kann bei einem bestimmten Einfallswinkel α_T so groß werden, dass der gebrochene Strahl entlang der Grenzfläche läuft, d. h. nicht mehr in Medium 1 eindringt. Dieser Winkel wird Grenzwinkel der Totalreflexion genannt, da für Winkel $\alpha > \alpha_T$ das Licht das dichtere Medium nicht mehr verlassen kann:

$$\alpha_T = \arcsin \frac{n_1}{n_2} \quad (2.3)$$

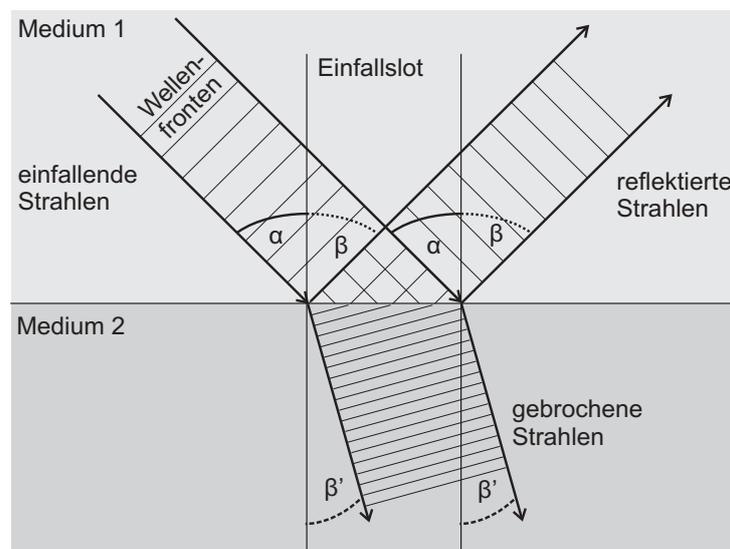


Abbildung 2.1: Reflexion und Brechung an einer Grenzfläche zwischen Medium 1 und 2

2.1.2 Matrixschreibweise

Um die Abbildungseigenschaften großer optischer Systeme möglichst einfach berechnen zu können, wurde eine Matrixschreibweise entwickelt, die auf der Strahlenoptik aufbaut [17]. Dabei werden Höhen- und Winkeländerungen bei Lichtausbreitung in einem optischen System durch lineare Gleichungssysteme und entsprechende Matrizen beschrieben. Läuft beispielsweise ein Strahl gemäß Abbildung 2.2 a) vom Punkt A zum Punkt B, können die entstehenden Höhen- und Winkeländerungen durch die folgenden Gleichungen beschrieben werden:

$$h_1 = h_0 \cdot 1 + \tan(\sigma_0) \cdot (L) \quad (2.4)$$

$$\sigma_1 = \sigma_0 \cdot 1 \quad (2.5)$$

Häufig wird in der Optik die so genannte *paraxiale Näherung* genutzt. Diese Vereinfachung erlaubt es, die trigonometrischen Funktionen Sinus und Tangens durch ihr Argument zu ersetzen, sofern die Strahlen nur kleine Winkel zur optischen Achse des Systems bilden.

Mit Hilfe der paraxialen Näherung ergeben die beiden Gleichungen 2.4 und 2.5 in Matrixschreibweise den folgenden Ausdruck:

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ \sigma_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_0 \\ \sigma_0 \end{pmatrix} = T \cdot \begin{pmatrix} h_0 \\ \sigma_0 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Analog existieren auch spezielle Matrizen zur Beschreibung von Brechung und Reflexion der Strahlen. Im Folgenden soll die zuvor an einer Ebene beschriebene Brechung nun an einer sphärisch gewölbten Grenzfläche beschrieben werden (vgl. Abbildung 2.2 b), wie sie bei einfachen Linsenformen zu finden ist. Das Inverse des Krümmungsradius definiert hierbei die Krümmung der Oberfläche.

Am Brechungspunkt des Strahls tritt keine Höhenänderung auf ($h' = h$). Für die Winkel ergeben sich unter der Bedingung, dass der Radius r groß gegenüber der Höhe h ist, folgende Gleichungen [17]:

$$\sigma' = \beta - \varphi = \beta - \frac{h}{r} \quad (2.7)$$

$$\sigma = \alpha - \varphi = \alpha - \frac{h}{r} \quad (2.8)$$

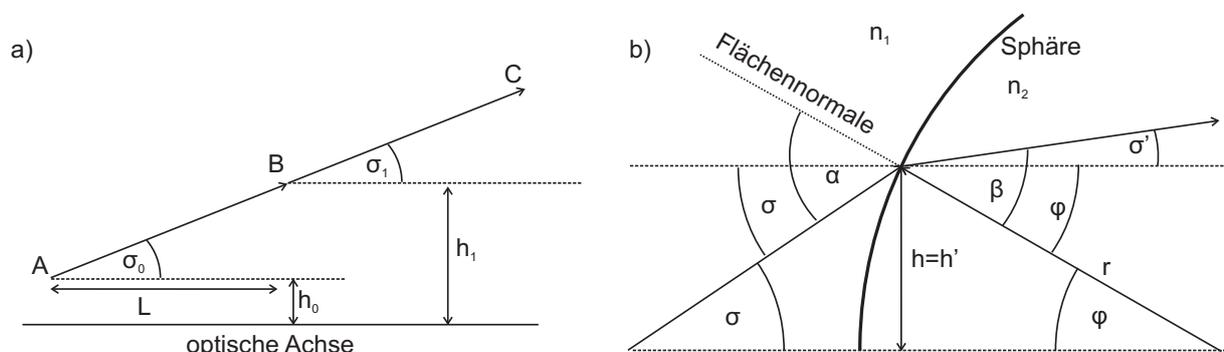


Abbildung 2.2: Matrixschreibweise: a) geradlinige Strahlausbreitung und b) Brechung an einer sphärischen Fläche [17]

Die paraxiale Näherung des Snelliusschen Brechungsgesetzes $n_1\alpha = n_2\beta$ liefert für den Winkel σ' folgende Gleichung:

$$\sigma' = h \left(\frac{n_1 - n_2}{n_2 r} \right) + \sigma \frac{n_1}{n_2} \quad (2.9)$$

Wird die Höhengleichung zusammen mit der Gleichung 2.9 in die Matrixschreibweise umgewandelt, so ergibt sich die Brechungsmatrix an einer sphärischen Krümmung:

$$B = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_1 - n_2}{n_2 r} & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

In Kapitel 2.3 werden darauf aufbauend die Matrizen für dicke und dünne Linsen hergeleitet und daraus die Linsenmacherformel entwickelt. Die Matrixschreibweise besitzt bei der Beschreibung von großen optischen Systemen einen entscheidenden Vorteil: die Verkettung. Jede Matrix beschreibt eine einzelne optische Komponente des Systems, wobei ihre Hintereinschaltung theoretisch durch die Multiplikation der einzelnen Matrizen dargestellt werden kann. Die Matrixmethode wird in etwas weiterentwickelter Form auch in den Berechnungen von Raytracing-Programmen verwendet [18].

2.1.3 Strahlenoptik im Raytracing-Programm

Basierend auf der geometrischen Optik stehen in einem typischen Raytracing-Programm wie OpTaliX[®] oder ZemaX[®] [19] verschiedene Funktionen zur Verfügung, um das untersuchte optische System zu bewerten. Im Folgenden sollen nur jene erklärt werden, die auch im Rahmen dieser Arbeit zur Beurteilung der Abbildungsqualität genutzt werden. Zu den häufigsten Darstellungen zählt hierbei das Spotdiagramm und der Rayintersection-Plot. Zur Berechnung verlässt ein Strahlenbündel definierter Dichte die Lichtquelle in der Gegenstandsebene unter einem anzugebenden Öffnungswinkel. Jeder dieser Strahlen durchstößt die einzelnen Ebenen des optischen Systems an verschiedenen Punkten, wobei alle Durchstoßpunkte innerhalb einer Ebene den so genannten Rayintersection-Plot liefern. Da die Strahlen in der Bildebene enden und diese nicht mehr durchstoßen, wird bei dieser letzten Ebene vom Spotdiagramm gesprochen. Die beiden Darstellungsformen ermöglichen es Abbildungsfehler (siehe Kapitel 2.3.2) zu identifizieren, wenn sich die einzelnen Strahlen außerhalb des Airy-Scheibchens (Kapitel 2.2.3) befinden. Liegen die Strahlen innerhalb des Kreises handelt es sich um eine beugungsbegrenzte Abbildung.

Die Strahlenoptik ist eine sehr einfache aber auch wirkungsvolle Methode, um die Ausbreitung von Licht zu beschreiben. Allerdings stößt sie an ihre Grenzen, wenn es um die Beschreibung von optischen Komponenten geht, die klein im Verhältnis zur Wellenlänge sind. Durch die Vernachlässigung der Welleneigenschaften des Lichtes können Phänomene wie Beugung, welche die Auflösung von optischen Systemen beschränken, nicht beschrieben werden. Daher widmet sich das nächste Teilkapitel der Wellenoptik.

2.2 Wellenoptik

Neben der Beugung ist es mit der Strahlenoptik ebenfalls nicht oder nur teilweise möglich, Phänomene wie Absorption, Streuung oder Doppelbrechung zu beschreiben. Da diese Erscheinungen jedoch für die Beurteilung der Messergebnisse in Kapitel 6 relevant sind, soll in diesem Teilkapitel eine kurze Zusammenfassung der Wellenoptik gegeben werden. Dabei wird im Besonderen auf die Implementierung der Wellenoptik in ein Raytracing-Programm mit Hilfe von Gaußstrahlen eingegangen.

2.2.1 Mathematische Beschreibung

Bei Licht handelt es sich um eine elektromagnetische Welle \mathbf{E} , die mit Hilfe der Maxwell'schen Gleichungen [20] beschrieben werden kann. Durch Kombination dieser Gleichungen und Anwendung entsprechender Vektorrelationen lässt sich ihre Ausbreitung im Vakuum durch die so genannte Wellengleichung beschreiben [14, 16]

$$\frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \Delta \mathbf{E} = 0, \quad (2.11)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum als Produkt aus Wellenlänge und Frequenz $c_0 = \lambda_0 \cdot f$.

Im Falle einer harmonischen Zeitabhängigkeit ergibt sich hieraus die Helmholtz-Gleichung

$$(\Delta + k_0^2) \mathbf{E} = 0, \quad (2.12)$$

mit der Lösung $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - k_0 z + \phi)$ für eine Welle, die sich in positive z-Richtung ausbreitet. $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ repräsentiert die Wellenzahl, $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz und ϕ die Phasenlage im Ursprung.

Sofern sich in dem Raum, in dem sich die elektromagnetische Welle ausbreitet, elektrische Leiter, Dielektrika oder Ladungsträger in komplexer geometrischer Anordnung befinden, kann Gleichung 2.11 nicht so einfach aufgestellt werden. In diesem Fall müssen die Maxwell'schen Gleichungen für die gegebenen Randbedingungen gelöst werden. Die in diesem Fall zu bevorzugende diskret-numerische Lösungsmethode erfordert jedoch eine Diskretisierung des Raumes in sogenannte Mesh-Zellen, deren laterale Abmessungen in der Größenordnung von kleiner $\lambda/10$ liegen sollten. Typische Voll-Wellensimulationsprogramme wie CST Studio Suite[®], die auf leistungsfähigen Rechnern installiert sind, können bis zu 4 Millionen dieser Zellen verarbeiten. Diese Begrenzung bedeutet jedoch im ungünstigsten Fall, dass maximal ein Volumen in Form eines Würfels mit einer Kantenlänge von 16λ numerisch berechnet werden könnte.

Da die Abmessungen optischer Systeme selbst bei der Verwendung kleiner Komponenten noch deutlich größer als die Wellenlänge sind, ist es nicht möglich, ihre Abbildungseigenschaften mit Voll-Wellensimulationsprogrammen zu berechnen. Stattdessen wird auf die Methode der Gaußstrahlen zurückgegriffen, welche die Strahlen- mit der Wellenoptik verbindet und somit auch die Berechnung großer optischer Systeme erlaubt.

2.2.2 Gaußstrahlen

Gaußstrahlen stellen eine Verbindung zwischen der Wellen- und der Strahlenoptik her, wobei sie eine Lösung der paraxial genäherten Helmholtz-Gleichung (vgl. Gleichung 2.12) darstellen. Die Rechnung mit Gaußstrahlen ermöglicht Phasenbetrachtungen und berücksichtigt Beugungseffekte, somit Phänomene, wie sie nur mit der Wellenoptik beschrieben werden können. Andererseits gehorchen Gaußstrahlen einfachen Rechenmethoden wie der Strahlenoptik, um die Ausbreitung des Lichtes zu beschreiben. Die zuvor schon erwähnte Matrixmethode lässt sich auch in leicht modifizierter Form für diese Strahlen anwenden.

Abbildung 2.3 beschreibt den Verlauf eines Gaußstrahles bei seiner Fokussierung durch eine Linse mit der Brennweite f und dem Aperturdurchmesser d_A . Im Gegensatz zur geometrischen Optik, die den Fokus als infinitesimal kleinen Schnittpunkt aller Strahlen beschreibt, entsteht hier ein Fokuspunkt endlicher Ausdehnung, der sich durch die Beugung an der Apertur des optischen Systems ergibt. Der Fokusradius ω_0 beschreibt an der Stelle $z = 0$ den Abstand von der Mittelachse des Systems, an dem die elektrische Feldstärke auf den 1/e-Teil des Maximalwertes abgefallen ist:

$$\omega_0 = \frac{2\lambda f}{\pi d_A} \quad (2.13)$$

Dementsprechend lässt sich die rotationssymmetrische Grundmode des Gaußstrahles mathematisch wie folgt darstellen:

$$\mathbf{E}(r, z) = \mathbf{E}_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} e^{-\frac{r^2}{\omega^2(z)}} \quad (2.14)$$

Der Strahlradius $\omega(z)$ weitet sich vor und hinter dem Fokus wieder auf. Allgemein lässt sich der Verlauf der Strahltaile schreiben als:

$$\omega(z) = \omega_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.15)$$

Die Länge, über der sich der Strahl in positive oder in negative z -Richtung um das $\sqrt{2}$ -fache gegenüber ω_0 aufgeweitet hat, wird als Rayleighlänge z_R bezeichnet und ist ein Maß für die

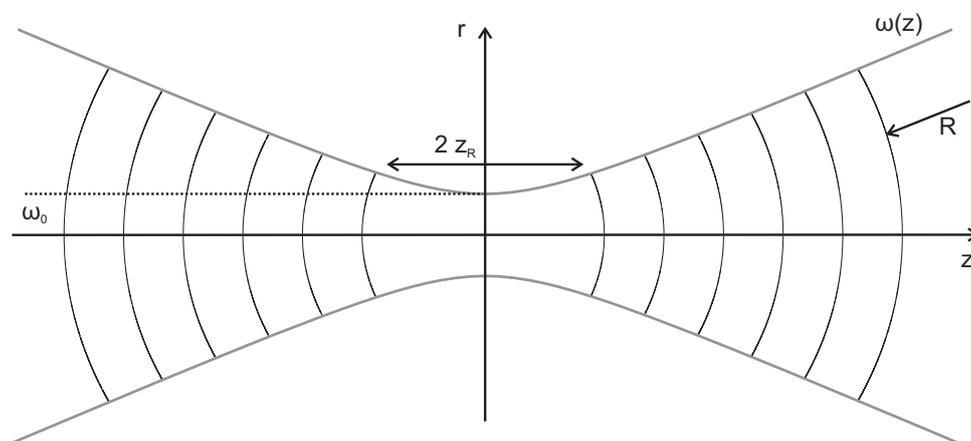


Abbildung 2.3: Gaußstrahl und charakteristische Größen

longitudinale Ausdehnung des Fokus. Je größer der Wert ist, desto größer ist die Tiefenschärfe der Linse:

$$z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (2.16)$$

Für den Krümmungsradius der Phasenfront eines Gaußstrahls lässt sich folgender Ausdruck angeben:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi\omega_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (2.17)$$

Die gesamte Information über den Gaußstrahl wird in dem komplexen Strahlparameter q zusammengefasst:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi \omega^2} \quad (2.18)$$

Die Matrizen, die für die geometrische Optik abgeleitet wurden, sind in gleicher Weise auch für Gaußstrahlen anwendbar. Da die Herleitung aufwändiger ist, soll sie hier nicht dargestellt werden. Propagiert ein Gaußstrahl durch ein optisches System, das sich durch eine Transfermatrix T beschreiben lässt, so ergibt sich der Strahlparameter q_2 nach dem Passieren des Systems aus dem Strahlparameter q_1 vor dem Passieren des Systems:

$$T = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

$$q_2 = \frac{A \cdot q_1 + B}{C \cdot q_1 + D} \quad (2.20)$$

Hierbei sind die Faktoren A , B , C und D die einzelnen Elemente der geometrischen Systemtransfermatrix. Nach der Berechnung des Ausgangsparameters q_2 können hieraus die Eigenschaften des Gaußstrahls, Strahltaile ω und Krümmungsradius R , berechnet werden. Diese Matrizen werden auch in Raytracing-Programmen zur Beschreibung der Strahlpropagation angewendet.

2.2.3 Beugung und Auflösungsgrenze

Ein wichtiges Phänomen, das sich nicht mit der Strahlen-, wohl aber mit der Wellenoptik beschreiben lässt, ist die Beugung. Es beschreibt u. a. das Eindringen von elektromagnetischen Wellen in den geometrischen Schattenraum, beispielsweise hinter einer Blende. Dieser Effekt ist umso größer, je kleiner das Verhältnis von Aperturdurchmesser d_A zu Wellenlänge λ wird. Anschaulich kann Beugung durch die Überlagerung Huygensscher Elementarwellen in der Aperturebene beschrieben werden. Jeder Punkt einer Wellenfront wird als Ausgangspunkt einer solchen Elementarwelle betrachtet, wobei die Superposition aller dieser Wellen die neue Wellenfront ergibt und so weiter.

Bei einer Linse entsteht Beugung dadurch, dass die einfallende elektromagnetische Welle durch den Linsenrand beschnitten wird, der in diesem Fall eine Apertur darstellt. Fällt gemäß Abbildung 2.4 auf diese Linse ein kollimierter Strahl, entsteht dahinter kein Fokuspunkt wie er sich aus der geometrischen Optik ergeben würde, sondern ein Beugungsscheibchen. Dieses Scheibchen besteht aus einem hellen Zentrum, das als Airy-Scheibchen bezeichnet wird und im Raytracing-Programm als Maß für eine beugungsbegrenzte Abbildung genutzt wird.

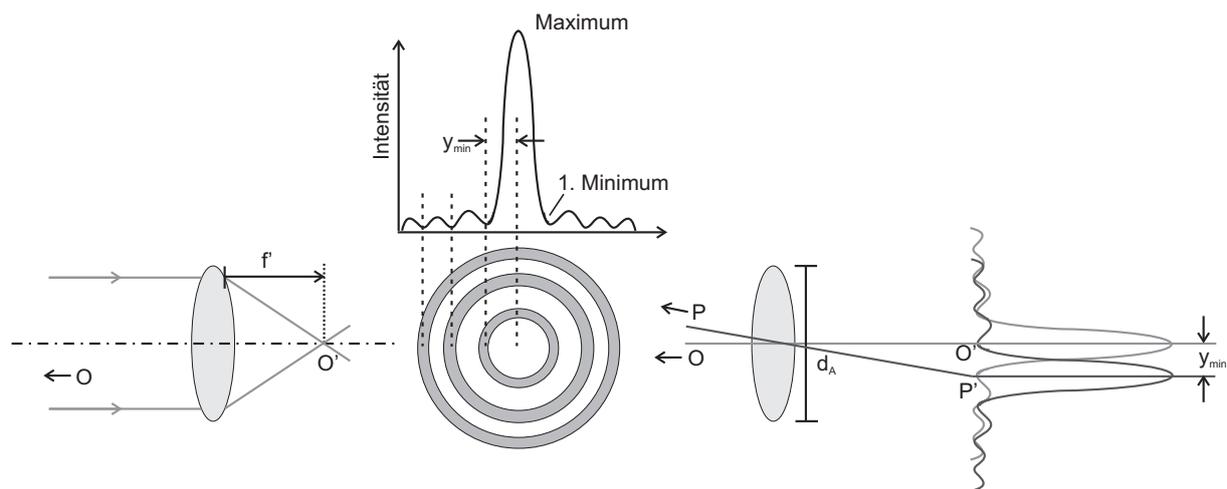


Abbildung 2.4: Beugung: Airy-Scheibchen und Auflösungsgrenze [21]

Das Zentrum ist von Interferenzringen abnehmender Helligkeit umgeben. Der Intensitätsverlauf lässt sich durch Besselfunktionen 1. Ordnung beschreiben. Die von zwei Punkten P und O einfallenden Ebenen Wellen können in der Bildebene einer Linse mit der Brennweite f nur unterschieden werden, wenn die entstehenden Bildpunkte einen minimalen Abstand y_{\min} (Radius des Beugungsscheibchens) nicht unterschreiten:

$$y_{\min} = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{d_A} \cdot f \quad (2.21)$$

Der Abstand entspricht gerade der ersten Nullstelle der Besselfunktion und bedeutet anschaulich, dass das Intensitätsmaximum von Punkt P im Intensitätsminimum von Punkt O liegt. Die Formel 2.21 zeigt anschaulich den bereits erwähnten Zusammenhang zwischen Beugung und Verhältnis Wellenlänge zu Aperturdurchmesser. Es wird deutlich, dass Beugungseffekte bei längeren Wellenlängen, wie sie im Terahertzfrequenzbereich auftreten, entscheidenden Einfluss auf die Abbildungsqualität bekommen.

2.2.4 Quasioptik

Optik stammt vom griechischen Wort *οπτική* und beschrieb damit ursprünglich die Lehre von allem Sichtbaren. Im Laufe der Geschichte wurde diese Definition sukzessive zu angrenzenden Frequenzen wie beispielsweise dem nahinfraroten Spektralbereich erweitert. Die aus der Optik bekannten Zusammenhänge können mit einigen Einschränkungen auch genutzt werden, um die Ausbreitung von Mikrowellen, UV- oder Röntgenstrahlen zu beschreiben.

Um jedoch die Abgrenzung zur Optik als Lehre des Sichtbaren zu erhalten, werden die Zusammenhänge für Mikrowellen, Terahertzwellen und andere Frequenzen als das sichtbare Licht als Quasioptik bezeichnet. Diese Benennung ist sinnvoll, da sich die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen bei größeren oder kleineren Wellenlängen teilweise ganz erheblich von den aus dem sichtbaren Spektralbereich bekannten Phänomenen unterscheidet.

Speziell bei längeren Wellenlängen wie beispielsweise im Terahertzbereich dominieren Beugungseffekte (vgl. Kapitel 4.2). P. Goldsmith [22] hat sich intensiv mit der Entwicklung von

Komponenten für diese Frequenzen beschäftigt und definiert daher Quasioptik als die Form von Optik, bei der die Strahlausbreitung durch Beugungseffekte maßgeblich beeinflusst ist. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird diese Definition aufgegriffen und in dieser Bedeutung verwendet.

2.2.5 Wellenoptik im Raytracing-Programm

Die Wellenoptik findet in einer Reihe verschiedener Funktionen Eingang in ein Raytracing-Programm. Die am häufigsten genutzten Funktionen stellen die Punktverteilungsfunktion (*point spread function*, PSF) und die Wellenfrontabberation dar. Erstere repräsentiert die Abbildung einer Punktquelle aus der Objektebene. Um die tatsächlich auftretende Abbildung in der Bildebene zu ermitteln, muss die PSF mit der Intensitätsverteilung der Objektebene gefaltet werden. Die Wellenfrontabberation beschreibt die Abweichung der Wellenfront von der idealerweise sphärischen Wellenfront. Der Mittelpunkt dieser Sphäre befindet sich dabei an der Stelle, an der nach der geometrischen Optik eine punktförmige Abbildung vorliegt. Je größer die Abweichung der optischen Weglänge ist, umso schlechter wird die Abbildungsqualität.

Um Beugungseffekte in einem Raytracing-Programm in geeigneter Form zu berücksichtigen, existiert eine weitere Funktion, die so genannte POP-Routine (*physical optics propagation*, POP). Hierbei wird der Strahlquerschnitt durch ein 2-dimensionales komplexwertiges Array (Amplitude und Phase) diskreter Punkte beschrieben [23]. Im homogenen Raum wird die Ausbreitung der elektromagnetischen Welle durch eine Fourier-Transformation der Feldverteilung berechnet. Zur Beschreibung an Grenzschichten wird eine Kombination aus Strahlen- und Wellenoptik genutzt, um die Transmissionsfunktion der Grenzfläche zu bestimmen. Die POP-Routine erlaubt es, den Betrag des elektrischen Feldes in beliebigen Ebenen des optischen Systems zu berechnen. Das so gewonnene Ergebnis kann anschließend mit dem tatsächlich gemessenen Strahlprofil verglichen werden. Die genannten Funktionen werden im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt, um die Abbildungsqualität der quasioptischen Komponenten zu beurteilen.

2.3 Abbildende Bauelemente

Zur Führung elektromagnetischer Wellen im Freiraum dienen abbildende Bauelemente wie Spiegel und Linsen, die im folgenden Teilkapitel beschrieben werden sollen. Eine flexiblere Leitung der Wellen ermöglichen dielektrische Wellenleiter mit rundem oder rechteckigem Querschnitt (Kapitel 2.4). Linsen und Spiegel ergeben sich durch brechende bzw. hochreflektierende Grenzflächen, die eine spezifische, in der Regel nicht ebene Form aufweisen. Daher werden in Raytracing-Programmen Grenzflächen und Materialien zwischen ihnen definiert, die dadurch die Linsen repräsentieren. Die am einfachsten zu fertigende nicht ebene Flächenform ist die Sphäre, wobei eine solche Linse typischerweise nur einen Ausschnitt der Kugeloberfläche darstellt.

Im folgenden Teilkapitel wird zunächst die Abbildung an einer sphärischen Linse hergeleitet. Anschließend werden Abbildungsfehler diskutiert, wie sie typischerweise bei Standardlinsen auftreten. Eine optimierte Linsenoberfläche, die sich mit Hilfe eines Raytracing-Programmes bestimmen lässt, ermöglicht es, diese Fehler zu minimieren.