

O15 Gauss-Strahlen	
Name:	Matrikelnummer:
Fachrichtung:	Versuchsdatum:
Mitarbeiter/in:	Gruppennummer:
Assistent/in:	Endtestat:

Dieser Fragebogen muss von jedem Teilnehmer **eigenständig** (keine Gruppenlösung!) handschriftlich beantwortet und vor Beginn des Versuchs abgegeben werden. Die Vorbereitung wird zusätzlich durch einen Test bzw. eine mündliche Prüfung über die physikalischen Grundlagen des Versuchs kontrolliert.
(Version: 7. Januar 2026)

Versuchsziel und Versuchsmethode:

1.) Zeichnen Sie den Strahlengang zur Bestimmung der Brennweite einer dünnen Linse durch das Bessel-Verfahren.

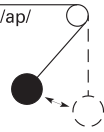
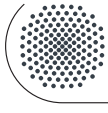
2.) Erklären Sie, was mit den Begriffen *Strahlradius*, *Strahltaile*, *Krümmungsradius* und *Divergenz* eines Gaußstrahls gemeint ist!

3.) Der grüne Laser hat einen (näherungsweise) kollimierten Strahl mit Durchmesser $d_g \approx 2 \text{ mm}$, beim roten Laser ist dies $d_r \approx 0,8 \text{ mm}$. Welche Strahltaillen erwarten Sie im Fokus nach dem Durchgang durch eine Linse der Brennweite $f = 300 \text{ mm}$?

4.) Warum kann ein Gaußstrahl als Mischform von Ebener und Kugelförmiger Welle betrachtet werden?

5.) Welche Parameter legen einen Gaußstrahl eindeutig fest? Was bedeutet dies für das Konzept eines 'kollimierten Strahls'?

6.) Nur für Physiker: Wie groß müsste der Faktor κ , mit dem t_{Rise} multipliziert werden muss, sein, wenn am Detektor nicht die Intensität sondern die Feldstärke des Lichts gemessen werden würde?



O Optik

O15 Gauss-Strahlen

Diese Anleitung kann und soll kein Lehrbuch ersetzen. Die beschriebenen Grundlagen stellen einen kurzen Überblick dar und sind daher zum Erlernen der physikalischen Grundlagen nicht ausreichend. Genauere Beschreibungen finden sich in:

- [1] *Kapitel 10 Geometrische Optik.* In: MESCHÉDE, D.: *Gerthsen Physik.* Springer, 2010. – E-Book
- [2] *Kapitel 9 Geometrische Optik.* In: DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik.* Springer, 2013. – E-Book
- [3] *Kapitel 9.5 Linsen.* In: DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik.* Springer, 2013. – E-Book
- [4] *Kapitel 6.2 Abbildungen mit Linsen.* In: HEINTZE, Joachim: *Lehrbuch zur Experimentalphysik Band 4: Wellen und Optik.* Springer Spektrum, 2017. – E-Book
- [5] *Kapitel 16.2.1 Gaußstrahlen.* In: MESCHÉDE, D.: *Gerthsen Physik.* Springer, 2010. – E-Book
- [6] *Kapitel Optik von Strahlbündeln.* In: SALEH, B. ; TEICH, M.: *Grundlagen der Photonik.* Wiley-VCH, 2008
- [7] *Kapitel 21. Messung zeitabhängiger Spannungen.* In: EICHLER, H.-J.: *Das neue Physikalische Grundpraktikum.* Springer, 2016. – E-Book

Stichworte

Geometrische Optik [1, 2], Abbildungsgleichungen [3], Bildkonstruktion [4], Gauß-Verteilung [5], Gaußstrahlen [5], Strahltaile [5], Durchgang eines Gaußstrahls durch eine dünne Linse [6], Funktion und Bedienung eines Oszilloskops [7]

Theoretische Grundlagen

Geometrische Optik

Eine ideale optische Abbildung führt Punkte wieder in Punkte, Geraden in Geraden und Ebenen in Ebenen über. Diese sogenannte kollineare Abbildung lässt sich durch Einführen von Hauptpunkten, Hauptebenen, Brennpunkten und Brennebenen eindeutig kennzeichnen und theoretisch berechnen. Die genannten Begriffe sind unabhängig von einer

physikalischen Realisierung z. B. mit Linsen oder Spiegeln definiert, jedoch lassen sich kollineare Abbildungen mit Linsen näherungsweise erzeugen. Im ersten Versuchsteil soll mit Hilfe der Strahlenoptik die Brennweite der später verwendeten Linse bestimmt werden, die verwendeten Verfahren konstruieren den Strahlengang rein geometrisch.

Für dünne Linsen und achsennahe Strahlen beschreibt die Abbildungsgleichung (Linsenformel)

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b} \quad (\text{O15-1})$$

f = Brennweite, g = Gegenstandsweite, b = Bildweite

die Geometrie der Abbildung, wenn auf Gegenstands- und Bildseite dasselbe Medium (z. B. Luft) vorhanden ist.

In der Strahlenoptik verfährt man so, dass man von einem Punkt des Gegenstandes zwei verschiedene Strahlen ausgehen lässt und deren Wege verfolgt, bis sie sich wieder schneiden. Der Schnittpunkt gibt dann den Bildpunkt B des entsprechenden Gegenstandspunktes G an. Zur Konstruktion benutzt man i.a. zwei ausgewählte Strahlen, deren Eigenschaften bekannt sind, z. B.: ein Strahl durch den Mittelpunkt der Linse wird nicht gebrochen, ein Strahl durch einen Brennpunkt f der Linse geht in einen Parallelstrahl über (parallel zur optischen Achse) und umgekehrt. Für dünne, symmetrische Linsen ist die Hauptebene H für die geometrische Konstruktion in deren Mitte zu legen (Abb. O15-1). Für dicke Linsen oder Linsensysteme sind die Verhältnisse komplexer, hier werden zwei Hauptebenen eingeführt, um eine einfache geometrische Konstruktion zu ermöglichen. Wir beschränken uns hier jedoch auf den Fall dünner Linsen.

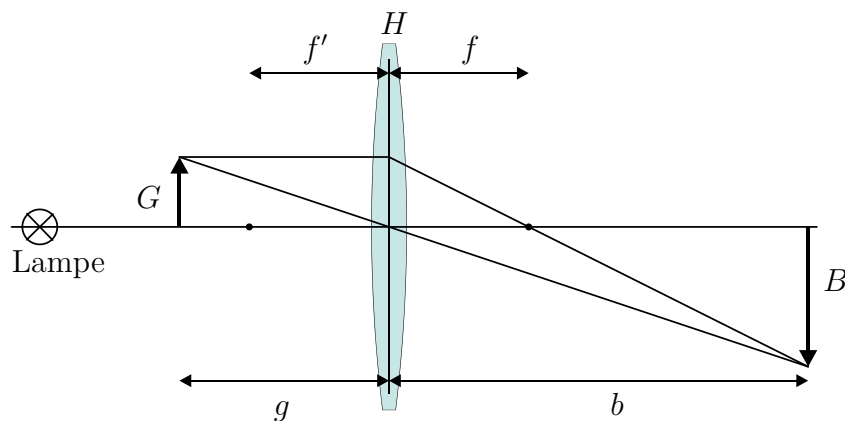


Abb. O15-1: Strahlengang einer bikonvexen dünnen Linse.

Bessel-Verfahren

Um die verwendeten Linsen zu vermessen wird das Bessel-Verfahren verwendet.

Ist die gegebene feste Entfernung d zwischen Gegenstand und Bild größer als $4f$, so erhält man für 2 verschiedene Stellungen der Linse ein scharfes Bild. Diese beiden Lin-

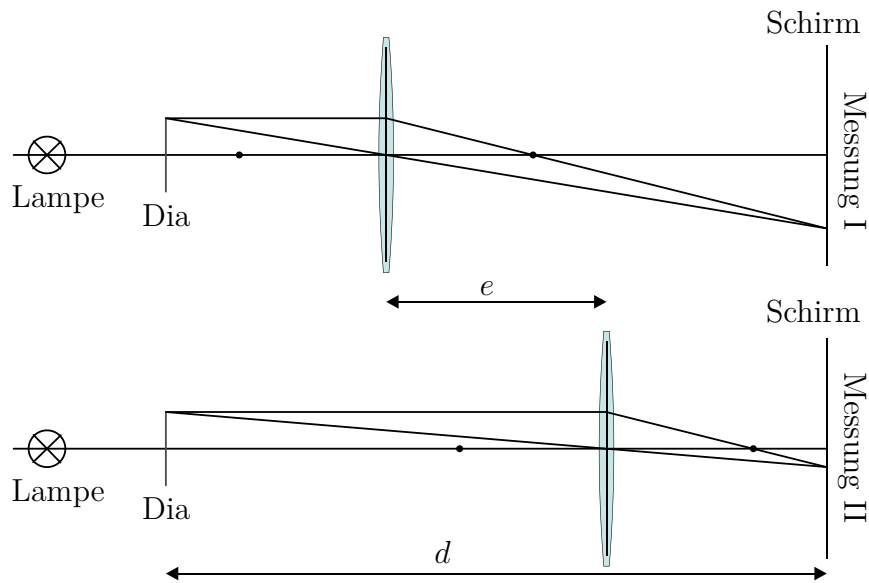


Abb. O15-2: Versuchsaufbau zum Bessel-Verfahren.

senorte I und II liegen symmetrisch zur Mitte von d . Die Differenz zwischen den beiden Linsenstellungen sei e (Abb.O15-2). Wegen der Symmetrie ist mit den Bezeichnungen der Linsenformel (O15-1):

$$g_{\text{II}} = b_{\text{I}} = \frac{d+e}{2} \quad \text{und} \quad b_{\text{II}} = g_{\text{I}} = \frac{d-e}{2}$$

Dies in Gl.(O15-1) eingesetzt, liefert die gesuchte Brennweite der Linse:

$$f = \frac{d^2 - e^2}{4d} \tag{O15-2}$$

Wellenoptik

Das von einem Laser ausgesandte Licht lässt sich jedoch nie perfekt durch einen Strahl beschreiben, da durch räumliche Begrenzungen Beugungseffekte auftreten. Deshalb muss die Wellenoptik betrachtet werden. Aus den Maxwell'schen Gleichungen lässt sich die allgemeine, zeitabhängige Wellengleichung

$$\nabla^2 U(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \tag{O15-3}$$

herleiten. Da sich der Laserstrahl jedoch nahe an der optischen Achse (entlang der z -Achse) aufhält und in diesem Versuch das zeitunabhängige Profil des Lasers untersucht werden soll, wird die paraxiale Helmholtz-Gleichung

$$\nabla_{\text{T}}^2 A(\mathbf{r}) - 2ik \frac{\partial A(\mathbf{r})}{\partial z} = 0 \tag{O15-4}$$

mit $U(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)$ verwendet. Dabei ist $k = 2\pi/\lambda$ der Betrag des Wellenvektors, i die imaginäre Einheit und $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial^2x + \partial^2/\partial^2y$ der senkrecht zur Ausbreitungsrichtung stehende Teil des Laplace-Operators. Die Beschreibung des Laserstrahls muss also (O15-4) erfüllen.

Gaußsche Strahlenoptik

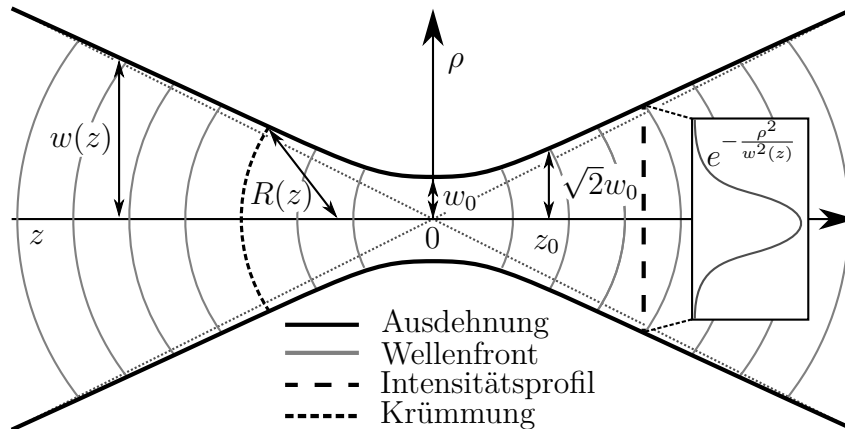


Abb. O15-3: Schematische Darstellung eines gaußschen Laserprofils. Die einzelnen Größen sind im Text beschrieben. Bild verändert entnommen von N(Aleph), <http://commons.wikimedia.org>

Eine wichtige Lösung von (O15-4) ist der Gaußstrahl. Dieser stellt eine Mischung aus ebener und kugelförmiger Welle mit Wellenlänge λ dar und wird in Abb. O15-3 schematisch gezeigt. Die einzelnen Eigenschaften dieses Strahls sollen nun im Folgenden erklärt werden.

Die Intensitätsverteilung des Gaußstrahls sieht wie folgt aus (hier ist \mathbf{r} in Zylinderkoordinaten $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ und z aufgeteilt):

$$I(\mathbf{r}) = |E(\mathbf{r})|^2 = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \exp\left(-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}\right) \quad (\text{O15-5})$$

Die Feldstärke $E(\mathbf{r})$ des Lichts fällt senkrecht zur Ausbreitungsrichtung gaußförmig ab, das Profil eines Gaußstrahles ist also in der xy -Ebene stets eine Gaußfunktion mit Breite $w(z)$. Dabei gibt $w(z)$ an, in welchem Abstand zur optischen Achse am Ort z die elektrische Feldstärke auf $1/e$ ihres Maximums abgefallen ist. Das heißt, die (wirklich beobachtbare) Intensität ist bei $w(z)$ auf $1/e^2$ abgefallen.

Die Breite der Gaußfunktion wird als der Radius des Gaußstrahls bezeichnet. Der Radius w_0 (vom engl. waist) an der sogenannten Strahltaile gibt den minimalen Radius des Laserstrahls an, welcher meist im Laserresonator angenommen wird. Ausgehend davon kann dann der Radius am Ort z wie folgt berechnet werden:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (\text{O15-6})$$

Dabei wird davon ausgegangen, dass sich die Strahltaile bei $z = 0$ befindet. Der Parameter z_0 wird als Rayleigh-Länge bezeichnet und hängt von der Strahltaile w_0 ab:

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (\text{O15-7})$$

Die Rayleigh-Länge z_0 gibt an, in welchem Abstand zur Strahltaile der Strahlradius auf das $\sqrt{2}$ -fache angewachsen ist. Innerhalb des Bereichs $-z_0 < z < z_0$ erfährt der Gaußstrahl seine größte Änderung. Hier, in der Nähe der Strahltaile; sind die Wellenfronten beinahe eben; breitet sich der Strahl weiter in z -Richtung aus, so nähert sich die Form einer Kugelwelle an (siehe auch Abb. O15-3). So kann der Krümmungsradius der Wellenfront $R(z)$ mit folgender Gleichung beschrieben werden:

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right) \quad (\text{O15-8})$$

Betrachtet man Gl. (O15-6) für $z \gg z_0$, so steigt der Strahlradius näherungsweise linear in z via $w(z) = z w_0 / z_0$ an. Der Öffnungswinkel des Gaußstrahls wird als Divergenz Θ_0 bezeichnet und berechnet sich aus

$$\Theta_0 = \arctan \left(\frac{w_0}{z_0} \right) \approx \frac{w_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi w_0}. \quad (\text{O15-9})$$

Dabei wurde die Kleinwinkelnäherung verwendet, die in der paraxialen Näherung gerechtfertigt ist.

Durchgang eines Gaußstrahls durch eine Linse

In der geometrischen Optik bleibt beim Durchgang eines Strahls durch eine dünne Linse der Abstand des Strahls zur optischen Achse am Ort der Linse konstant, jedoch ändert sich der Winkel zur optischen Achse. Analoges geschieht ebenfalls beim Durchgang eines Gaußstrahls durch eine dünne Linse: Der Strahlradius w bleibt konstant und es ändert sich nur der Krümmungsradius R des Strahls. Hier gilt dann für den neuen Krümmungsradius R'

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} - \frac{1}{f}, \quad (\text{O15-10})$$

wobei f die Brennweite der Linse beschreibt. Beim Durchgang durch eine Linse kann sich also auch insbesondere das Vorzeichen (und somit die Richtung) des Krümmungsradius ändern, wodurch der Strahl nicht mehr divergiert, sondern konvergiert. Somit ergibt sich jenseits der Linse eine neue Strahltaile, siehe Abb. (O15-4).

Stellt man die Linse in die Strahltaile eines Strahls, so kann der Radius w'_0 der neuen Strahltaile mit folgender Gleichung bestimmt werden:

$$w'_0 = \frac{w_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{z_0}{f} \right)^2}} = \frac{w_0}{\sqrt{1 + \frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda^2 f^2}}} \quad (\text{O15-11})$$

Insbesondere lässt sich ein vor der Linse breiter Laserstrahl also besser fokussieren als ein Strahl, der vor der Linse einen geringeren Durchmesser besitzt.

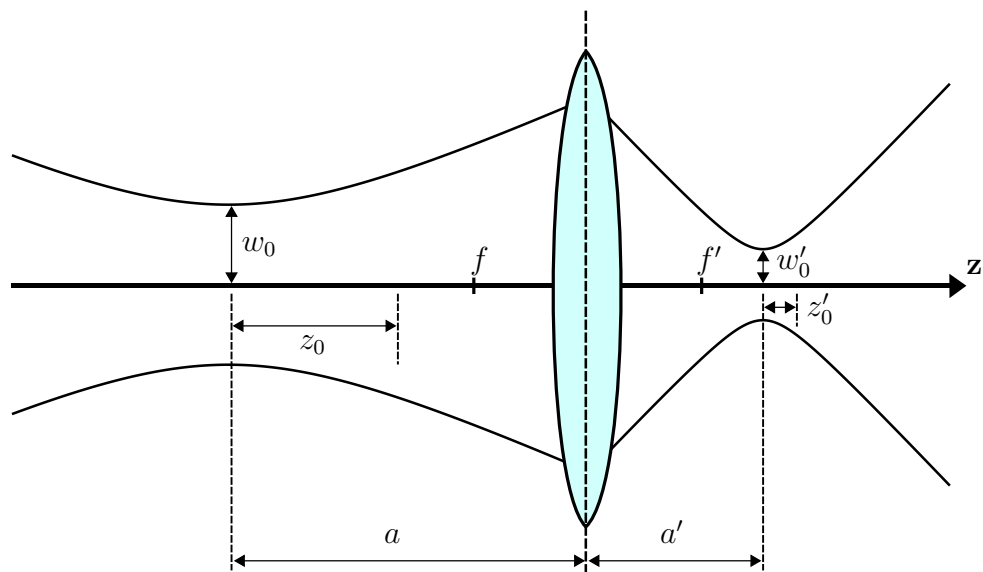


Abb. O15-4: Durchgang eines Gaußstrahls durch eine dünne Linse im Abstand a von der Strahltaile. Die Parameter des neuen Gaußstrahls w'_0 und z'_0 sowie der Ort der Strahltaile a' können bei Kenntnis der Brennweite f berechnet werden.

Bestimmung des Laserprofils

Ziel dieses Versuchs ist es, bei einem fokussierten Gaußstrahl den Strahlradius w in Abhängigkeit des Ortes z zu bestimmen. Dazu wird ein sich drehendes Chopper-Rad in den von einer Linse mit Brennweite f fokussierten Laserstrahl gestellt. Das Chopper-Rad besitzt einen Spalt mit der Spaltbreite d_{spalt} . Hinter der Scheibe trifft der Laserstrahl dann auf einen Fotodetektor, dessen Signal von einem Oszilloskop verarbeitet wird. Durch das Drehen des Chopper-Rads mit der festen Frequenz ν wird der Spalt über den Laserspot gefahren. Abbildung (O15-1) zeigt eine Skizze des Versuchsaufbaus.

Zur Messung kann es zwei Fälle geben. Im ersten Fall ist $d_{\text{spalt}} > 2w(z)$. Dann wird der Laserstrahl mit der Drehgeschwindigkeit aufgedeckt, sodass am Oszilloskop ein ansteigendes Signal bis zu einer Sättigung (wenn sich der komplette Spot im Spalt befindet und somit auf den Detektor trifft) ausgegeben wird. Danach bleibt das Signal auf einem Plateau, bis sich das Chopper-Rad wieder über den Laserstrahl schiebt und das Signal wieder abfällt. Aus der Zeit t_{rise} , die benötigt wird, um den Laserspot aufzudecken kann dann auf die Breite $2w(z)$ des Spots rückgeschlossen werden. Dazu bestimmt man die Geschwindigkeit v_{spalt} , mit der sich der Spalt über den Laserspot schiebt; v_{spalt} kann aus der Breite des Plateaus t_{plateau} und d_{spalt} berechnet werden. Insgesamt ergibt sich dann

$$2w(z) = v_{\text{spalt}} \cdot t_{\text{rise}} = \frac{d_{\text{spalt}}}{t_{\text{plateau}}} \cdot t_{\text{rise}}. \quad (\text{O15-1})$$

Um t_{rise} zu bestimmen, steht am Oszilloskop die Messfunktion 'Risetime' zur Verfügung. Diese misst die Zeit, in der das Signal von 10% bis auf 90% des Maximums ansteigt. Jedoch

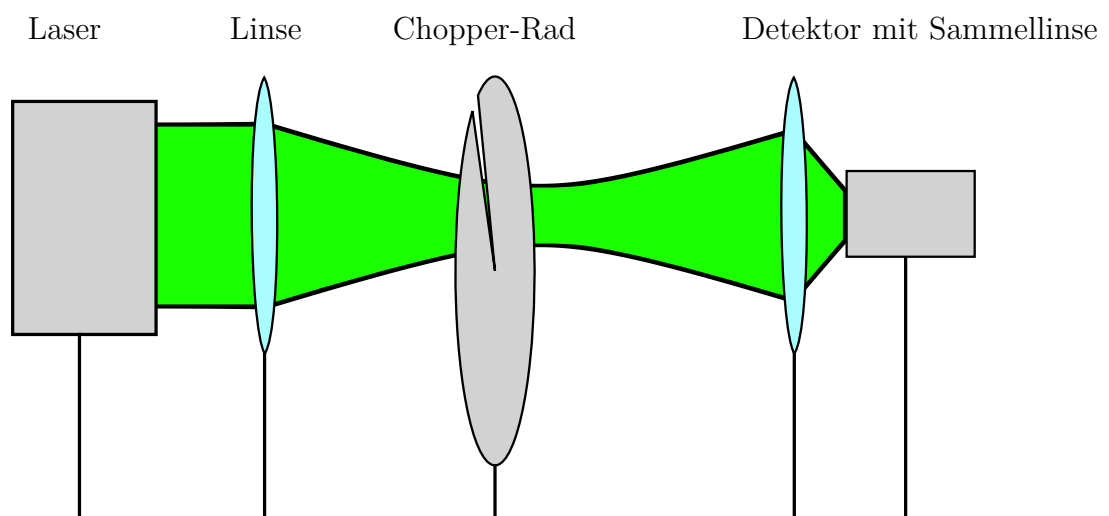


Abb. O15-1: Skizze des Versuchsaufbaus bei der zentralen Messung. Nachdem der Laserstrahl durch die Linse gegangen ist, schneidet man mit einem rotierenden Chopper-Rad durch den Strahl. Das am Detektor ankommende Signal gibt Aufschluss darüber, wie breit der Strahl an der Stelle des Rads ist.

misst der Fotodetektor das eintreffende Licht auf seiner gesamten Fläche, das heißt, es wird über den Gaußstrahl integriert. Um festzustellen, wie groß t_{rise} ist, muss bestimmt werden, an welchem Punkt eine Gaußfunktion auf $\frac{1}{e^2}$ ihres Maximums angestiegen ist; dies ist (bei $\sigma = 1$) bei $x = -\sqrt{2}$ der Fall. Das Integral über diese Funktion erreicht 10% des Maximums jedoch erst bei $x \approx -0,906$. Deshalb muss jeder mit der Funktion 'Risetime' gemessene Wert zunächst mit dem Faktor $\kappa = -\sqrt{2}/-0,906 \approx 1,56$ multipliziert werden. Abbildung (O15-2) veranschaulicht dies.

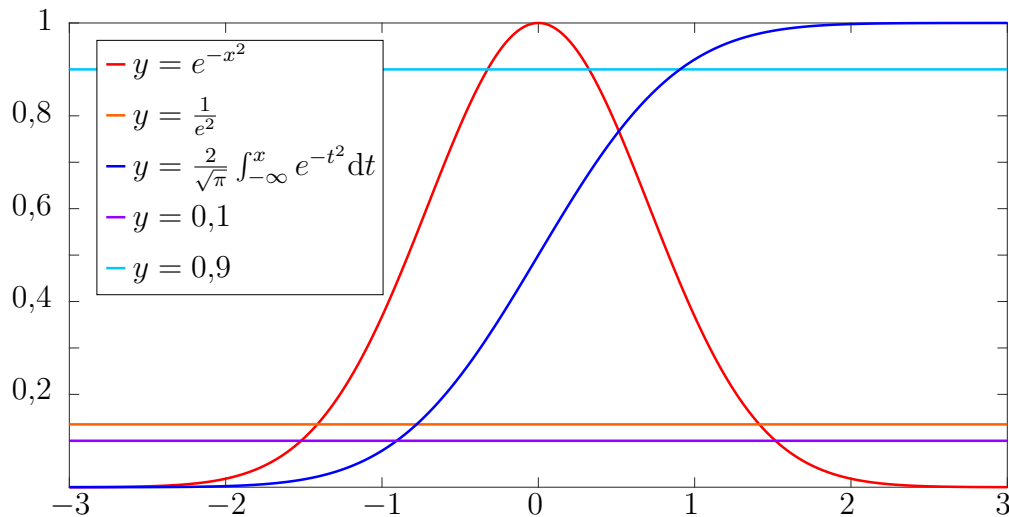


Abb. O15-2: Die 'Risetime'-Funktion liefert die Differenz der Schnittstellen der integrierten Funktion mit den beiden konstanten $y = 0,1$ und $y = 0,9$, gesucht ist aber die Differenz der Schnittstellen der Gaußfunktion mit $y = e^{-2}$. Der Faktor $\kappa \approx 1,56$ bleibt auch bei nicht normierten Funktionen gleich.

Im anderen Fall ist $d_{\text{spalt}} \ll 2w(z)$. Dann kann davon ausgegangen werden, dass tatsächlich die Spannung am Detektor tatsächlich proportional zur Intensität am Ort des Spaltes ist, da die Intensität über die Spaltbreite annähernd konstant bleibt und die vom Detektor durchgeführte Integration somit einer einfachen Multiplikation mit d_{spalt} entspricht. Das Oszilloskop liefert in diesem Fall also eine Gaußfunktion auf der Zeitachse. Da die Intensität betrachtet wird, muss diese mit der Funktion

$$I(t) = I_0 \exp\left(-2 \left(\frac{t - t_0}{\sigma_t}\right)^2\right)$$

angepasst werden. Um aus der Breite σ_t dieser Funktion auf die Breite des Laserstrahls schließen zu können, muss die Geschwindigkeit v_{spalt} , mit der sich der Spalt über den Laser schiebt, berücksichtigt werden. Außerdem muss die Spaltbreite d_{spalt} einmal subtrahiert werden, da das Signal im Moment des Kontakts des einen Spaltrandes mit dem Laserstrahl beginnt und beim Ende des Kontakt des anderen Spaltrandes endet. Somit ergibt sich für die Spotgröße

$$2w(z) = 2\sigma_t \cdot v_{\text{spalt}} - d_{\text{spalt}}, \quad (\text{O15-2})$$

wenn σ_t die durch einen Gaußfit ermittelte Breite des Oszillatorsignals ist. Die Geschwindigkeit v_{spalt} kann durch die Drehfrequenz des Chopper-Rads ermittelt werden. Ist diese ν , so ergibt sich

$$v_{\text{spalt}} = 2\pi R_{\text{spalt}}\nu; \quad (\text{O15-3})$$

dabei ist R_{spalt} der Radius der Kreisbewegung, die der Laserstrahl auf der Scheibe beschreibt.

Wenn d_{spalt} jedoch in der gleichen Größenordnung wie die Spotgröße ist, so misst man am Oszilloskop keine Gaußfunktion mehr, sondern die Summe zweier gaußschen Fehlerfunktionen, die allerdings einer Gaußfunktion ähnelt. Durch einen Fit des Ergebnisses mit einer Gaußfunktion entsteht so ein Fehler $\Delta w(z)$ für den erhaltenen Spotradius $w(z)$. Soll der relative Fehler $\Delta w(z)/w(z) < 10\%$ sein, so muss für das Verhältnis $w(z)/d_{\text{spalt}} > 5$ gelten. In diesem Versuch steht ein Dia mit einem Einzelspalt der Breite 0,1 mm zur Verfügung, der auf dem Chopper-Rad befestigt wird. Somit kann die Messung mit dem Einzelspalt im Dia-Rahmen nur für Spotgrößen $2w(z) > 1$ mm durchgeführt werden.

Messprogramm

Für den 3. Versuchsteil benötigen Sie einen USB-Stick!

1. Bestimmen Sie die Brennweite der zwei verwendeten Linsen nach dem Bessel-Verfahren (Abb. O15-2) wo möglich. Ansonsten können Sie den als kollimiert angenommenen Laserstrahl mittels der Linse fokussieren und so die Brennweite bestimmen. Verwenden Sie immer 5 Iterationen beim Scharfstellen. Beachten Sie den Abstand zwischen Ablesemarke am Reiter und der tatsächlichen Position des optischen Bauteils.
2. Bestimmen Sie den Strahlradius $w(z)$ des grünen Lasers ($\lambda = 532$ nm) in Abhängigkeit vom Ort z auf der optischen Achse nach dem Durchgang durch Linse 1 mit Hilfe des breiten Spalts des Chopper-Rads. Messen Sie den Radius 4 mal vor dem Fokus des Laserstrahls, 8 mal um den Fokus herum und noch einmal 4 mal hinter dem Fokus des Strahls.
3. Nehmen Sie bei gleichem Laser und Linse zusätzlich 6 Messwerte mit Hilfe des schmalen Einzelspalts im Diarahmen auf. Speichern Sie dazu die Messwerte des Oszilloskops (als csv) auf einem USB-Stick. Messen Sie 3 mal vor und 3 mal hinter dem Fokus.
4. Bestimmen Sie analog zu 2. den Radius nach dem Durchgang durch Linse 2 mit Hilfe des breiten Spalts.
5. Verwenden Sie nun den He-Ne-Laser ($\lambda = 633$ nm) und Linse 1. Vermessen Sie den Strahl erneut analog zu 2. mit Hilfe des breiten Spalts.

Hinweise

- Berücksichtigen Sie die horizontale Verschiebung sämtlicher Objekte bezüglich der Ablesemarke in der Reitermitte. Sie können die Verschiebung am besten bestimmen, indem Sie bei einer Messung (z.B. Brennweitenbestimmung) den entsprechenden Reiter umdrehen, auch in umgekehrter Richtung messen und die Differenz der beiden Reiterpositionen halbieren.
- Bilden Sie beim Bessel-Verfahren den schmalen Spalt auf einen geeigneten Schirm ab. Damit das verkleinerte Bild nicht zu klein wird darf der Abstand Dia - Schirm nicht zu groß gewählt werden.
- Gehen Sie für die zentrale Messung wie folgt vor: Justieren Sie zunächst den Laser so, dass er auf den Fotodetektor trifft. Bringen Sie dann die Linse in den Laserstrahl und achten Sie darauf, dass der Strahl immer noch den Detektor trifft. Decken Sie am Chopper-Rad den nicht benötigten Spalt ab. Bringen Sie das Rad in den Strahlverlauf, stellen Sie eine passende Drehgeschwindigkeit ein und lesen Sie die benötigten Größen t_{rise} und t_{plateau} am Oszilloskop ab (Verwenden Sie den 'Trigger', sowie die Messungen 'Risetime' und 'PosWidth' am Oszilloskop). Achten Sie darauf, die zeitliche Auflösung über die Messung hinweg konstant zu lassen.
- Denken Sie daran, die Spaltbreite des Chopper-Rads zu vermessen.
- Die abgelesene 'Risetime' muss noch mit dem oben erklärten Faktor $\kappa = 1,56$ multipliziert werden.
- Den Ort des Fokus können Sie im Vorhinein mit Hilfe der zuvor bestimmten Linsenbrennweite abschätzen.
- Achten Sie darauf, dass bei der Messung mit dem Dia $w(z)/d_{\text{spalt}} > 5$ ist, wie oben erklärt. Außerdem ist bei dieser Messung die Geschwindigkeit des Rads wichtig - messen Sie daher auch die Frequenz der Drehung (mit Hilfe der Messung 'Frequency' am Oszilloskops) sowie den Radius der Laserbewegung und achten Sie darauf, dass dieser bei den Messungen konstant bleibt!
- Das angezeigte Oszilloskopbild können Sie über 'Save|Recall' und 'Type Setup' → 'CSV' abspeichern.
- Um das Signalrauschen am Oszilloskop möglichst klein zu halten sollte der Vorwiderstand $R_{\text{vor}} = 50 \text{ k}\Omega$ zwischen Detektor und Oszilloskop verwendet werden. Jedoch hat dies Konsequenzen für die Messung: Der Vorwiderstand sowie die interne Kapazität $C = 300 \text{ pF}$ des Detektors begrenzen die Bandbreite des Detektors $f_{\text{BW}} = 1/2\pi R_{\text{vor}} C$ und damit entsteht ein Fehler in der Antwort des Detektors von $t_{\text{r}} = 0,35/f_{\text{BW}} \approx 30 \text{ }\mu\text{s}$. Damit der Einfluss des Fehlers gering gehalten wird, sollten die gemessenen Zeiten also möglichst groß sein. Deshalb sollte das Rad möglichst langsam gedreht werden.