



---

VERSUCH 21

# BEUGUNG UND INTERFERENZ VON LASERLICHT

---

*Praktikant:*

Tobias Wegener

Christian Gass

Alexander Osterkorn

*E-Mail:*

tobias.wegener@stud.uni-goettingen.de

christian.gass@stud.uni-goettingen.de

a.osterkorn@stud.uni-goettingen.de

*Tutor:*

Danny Schwarzbach

*Gruppe:*

6

*Durchgeführt am:*  
06.03.2014

*Protokoll abgegeben:*  
13.03.2014

Testiert:

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>2</b>
2.1	Beugung, Kohärenz und Interferenz . . . . .	2
2.2	Ordnungen der Extrema und $\varepsilon/\pi$ - Wert . . . . .	2
2.3	Beugung und Interferenz an diversen Objekten . . . . .	3
2.3.1	Spalt . . . . .	3
2.3.2	Steg . . . . .	3
2.3.3	Lochblende . . . . .	3
2.3.4	Doppellochblende . . . . .	4
2.3.5	Gitter . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Durchführung</b>	<b>6</b>
3.1	Versuchsaufbau . . . . .	6
3.2	Versuchsdurchführung . . . . .	6
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>8</b>
4.1	Allgemeines Vorgehen . . . . .	8
4.1.1	Zentrierung der Datensätze um eine $x$ -Nulllage . . . . .	8
4.1.2	Umrechnung der $x^*$ -Werte auf die entsprechenden Winkel $\alpha$ . . . . .	8
4.1.3	Auftragung von $\varepsilon/\pi$ gegen den Winkel $\alpha$ . . . . .	9
4.2	Bestimmen der charakteristischen Größen . . . . .	9
4.2.1	Spalt . . . . .	9
4.2.2	Steg . . . . .	11
4.2.3	Lochblende . . . . .	12
4.2.4	Doppellochblende . . . . .	13
4.2.5	Gitter . . . . .	14
4.3	Bestimmung der Wellenlänge . . . . .	15
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>16</b>
	<b>Literatur</b>	<b>18</b>

# 1 Einleitung

Lange Zeit war es umstritten, *was* eigentlich Licht ist. Man hat vermutet, dass Licht durch elektromagnetische Wellen beschrieben werden kann. Dies konnte man jedoch zuerst im 19. Jahrhundert nachweisen, als es gelungen ist, *kohärentes Licht* zu erzeugen und zur Bildung von *Interferenzmustern* zu bringen. Mithilfe des darauf basierenden Michelson-Interferometer wurden Experimente durchgeführt, die zur Entwicklung der speziellen Relativitätstheorie führten. [Lau11, S. 163]

## 2 Theorie

### 2.1 Beugung, Kohärenz und Interferenz

Trifft Licht teilweise auf ein Hindernis, von dem es absorbiert oder reflektiert wird, so wird es nach diesem Hindernis teilweise in seiner Richtung abgelenkt. Dieses Phänomen wird **Beugung** genannt und lässt sich aus dem **Huygen'schen Prinzip** herleiten.

Zwei Wellenzüge der Wellenlänge  $\lambda$  heißen **kohärent**, wenn ihre Phasendifferenz  $\Delta\varphi$  räumlich und zeitlich konstant ist. [Kir12, S. 248 ff.]

Aus der Linearität der Wellengleichung folgt, dass beliebige Superkombinationen von Lösungen wieder eine neue Lösung ergeben. Dies bedeutet physikalisch, dass sich verschiedene Wellenzüge ungestört überlagern, wenn sie aufeinander treffen. Diese Überlagerung wird **Interferenz** genannt. Sind zwei sich überlagernde Wellen gegenphasig, so löschen sie sich aus (*destruktive Interferenz*). Sind sie hingegen in Phase, so verstärken sie sich (*konstruktive Interferenz*). [Lau11, S. 163 f.], [Dem13, S. 300]

Schafft man es nun, durch eine optische Anordnung zwei (oder mehr) Strahlen so zu überlagern, dass deren Phasendifferenz in der Bildebene räumlich unterschiedlich aber zeitlich konstant ist, so bilden sich *Interferenzmuster* aus hellen und dunklen Stellen. [Kir12, S. 249]

### 2.2 Ordnungen der Extrema und $\varepsilon/\pi$ - Wert

Für jedes der in diesem Versuch verwendeten optische Objekte kann man eine Größe

$$\frac{\varepsilon}{\pi} := \underbrace{\frac{D}{\lambda}}_{:=m^{-1}} \cdot \sin \alpha \quad (1)$$

definieren, die einen Zusammenhang herstellt zwischen der Ordnung der Extrema und der Winkel  $\alpha$ , bei denen diese auftreten. Dabei ist  $D$  jeweils eine charakteristische Größe für das untersuchte Objekt. Für kleine Winkel gilt zudem  $\sin \alpha \approx \alpha$ .

## 2.3 Beugung und Interferenz an diversen Objekten

### 2.3.1 Spalt

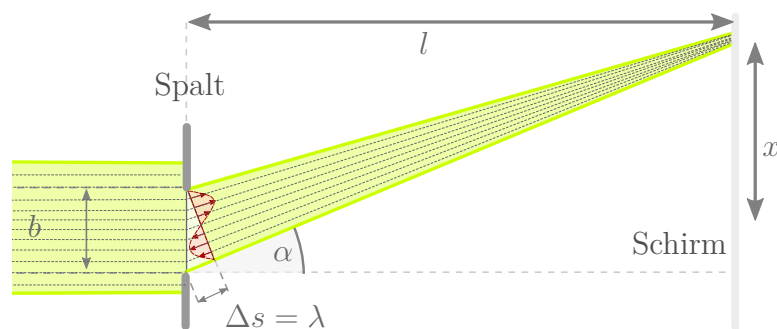


Abbildung 1: Interferenz am Spalt der Breite  $b$ : Beträgt die Wegdifferenz beim Winkel  $\alpha$  gerade  $\Delta s = b \cdot \sin \alpha = k \cdot \lambda$ ,  $k \in \mathbb{Z}$ , so kommt es zur destruktiven Interferenz, da alle Phasen gleichermaßen vertreten sind und sich auslöschen. Für konstruktive Interferenz gilt entsprechend  $\Delta s = \frac{2k+1}{2} \cdot \lambda$ .

### 2.3.2 Steg

Im Prinzip liegen hier ähnliche Voraussetzungen vor, wie es beim Spalt der Fall war. Während beim Spalt nur auf einer bestimmten Breite  $b$  Licht durchgelassen wird, wird hier auf einer Breite  $b$  *kein* Licht durchgelassen. Auch hier erhält man ein relatives Minimum, wenn für die Wegdifferenz zweier Randstrahlen  $\Delta s = k \cdot \lambda$  gilt und ein relatives Maximum für  $\Delta s = \frac{2k+1}{2} \cdot \lambda$ .

### 2.3.3 Lochblende

Für das Intensitätsprofil einer Lochblende folgt nach einer längeren Rechnung ([Hec09, S. 756 ff.]):

$$I(\varepsilon) = I_0 \left( \frac{J_1(\varepsilon)}{\varepsilon} \right)^2 \quad (2)$$

Dabei ist  $\varepsilon$  wie in Gl. 1 definiert (mit  $D = 2r$  Durchmesser) und  $J_1$  eine **Besselfunktion**. Die Extrema dieser Funktion können numerisch berechnet werden und sind in Tab. 1 aufgeführt (vgl. Praktikumsanleitung, S.192):

Extremum	$I_{\min_1}$	$I_{\max_1}$	$I_{\min_2}$	$I_{\max_2}$	$I_{\min_3}$	$I_{\max_3}$	$I_{\min_4}$
$\varepsilon/\pi$	1.2197	1.6347	2.2331	2.6793	3.2383	3.6987	4.2411

Tabelle 1: Numerisch berechnete Positionen der Extrema der Besselfunktion

### 2.3.4 Doppellochblende

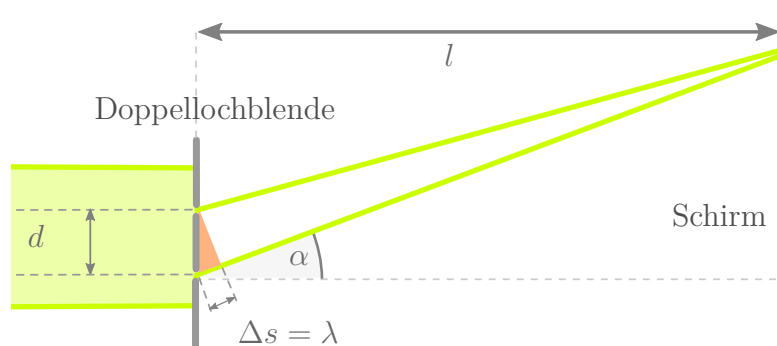


Abbildung 2: Zweistrahlinterferenz am Doppelspalt: Kohärentes Licht trifft auf zwei unendlich dünne Spalte im Abstand  $d$ . Beträgt die Wegdifferenz beim Winkel  $\alpha$  gerade  $\Delta s = d \cdot \sin \alpha = k \cdot \lambda$ , so kommt es zur konstruktiven Interferenz, da sich zwei Strahlen gleicher Phase überlagern. Für destruktive Interferenz gilt entsprechend  $\Delta s = \frac{2k+1}{2} \cdot \lambda$

### 2.3.5 Gitter

Ein Gitter ist eine Anordnung aus  $N$  Spalten, die jeweils einen Abstand  $d$  haben. Nimmt man an, dass die Breite  $b$  der einzelnen Spalte beliebig klein ist, so lässt sich das Interferenzbild als Superposition von  $N$  einzelnen Strahlen berechnen. Dies führt nach [Kir12, S. 256] und bei kleinen Winkeln ( $\sin \alpha \approx \alpha$ ) zu folgender Identitätsverteilung:

$$I(\beta) = \frac{I_0}{N^2} \left( \frac{\sin(N \cdot \frac{\pi d \alpha}{\lambda})}{\sin(\frac{\pi d \alpha}{\lambda})} \right)^2$$

Intensitätsminima treten dann auf, wenn  $I(\beta)$  verschwindet. Dann gilt:

$$N \cdot \frac{\pi d \alpha}{\lambda} = k \cdot \pi \quad (3)$$

## 3 Durchführung

### 3.1 Versuchsaufbau

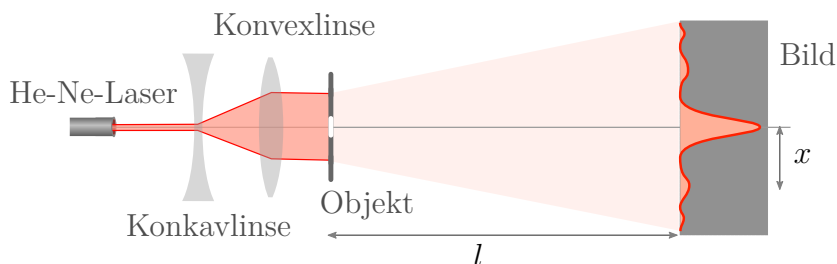


Abbildung 3: Versuchsaufbau

### 3.2 Versuchsdurchführung

Wir wollen Interferenzbilder verschiedener Objekte im Strahlengang eines Lasers beobachten. Bevor wir mit den eigentlichen Messungen beginnen können, müssen wir zuerst einige Vorbereitungen treffen. Die Messungen der Interferenzbilder werden allesamt mit dem angeschlossenen PC durchgeführt (Benutzername: „Laser“). Hierzu wird die LABVIEW-Applikation „LaserStreuung“ geöffnet. Diese ist leicht zu bedienen:

Bei Starten des Programms wird die Fotodiode automatisch auf den Nullpunkt der Skala verschoben. Man kann diese über die Funktion *manuelle Motorsteuerung* per Hand um eine bestimmte Anzahl an Schritten verschieben. Positive Schrittzahlen bewirken eine Verschiebung nach rechts, negative eine Verschiebung nach links. Für jede der nachher aufgenommenen Messungen müssen passende Parameter eingestellt werden und eine eindeutige Datei angelegt werden, sodass wir die Messungen im Nachhinein identifizieren können.

Nach dem Starten des Programms wird der Laser eingeschaltet (vgl. Abb. 3). Wir wollen diesen zunächst aufweiten, damit die später in den Strahlengang eingefügten Objekte auch komplett belichtet werden. Hierzu verwenden wir ein System aus einer Zerstreuungslinse und einer Sammellinse. Zuerst wird der Strahl mit der Zerstreuungslinse aufgeweitet und dann durch eine Sammellinse parallel gemacht. Damit dies geht, muss der lichtseitige Fokus der Sammellinse im bildseitigen Fokus der Zerstreuungslinse stehen (Bem.: die Fokallänge der Zerstreuungslinse ist negativ!)

Nun werden die Objekte nacheinander in den Strahlengang eingefügt. Der Abstand zwischen Diode und Objekt ist zu notieren. Auf der Mattscheibe

erscheint nun das Interferenzmuster des Objektes. Wir wollen insgesamt Interferenzbilder für fünf Objekte aufnehmen:

- Spalt
- Steg
- Lochblende
- **eine** Doppellochblende
- Gitter

Hierzu fahren wir manuell die Diode an den Startpunkt der Messung. Bei Spalt, Steg und Lochblende messen wir jeweils zwischen den 4. Minima, bei Gitter und Doppellochblende reicht es, das 1. Hauptmaximum mitaufzunehmen. Über das Programm wird die Anzahl der Messpunkte, der Messbereich in Volt und die Motorschritte pro Messpunkt eingestellt. Der Messbereich kann hierbei auf 0 V bis 1 V oder 0 V bis 10 V eingestellt werden. Aufgrund der Begrenzung der Auflösung der Spannung kann es sinnvoll sein, für die Nebenmaxima den kleinen Messbereich und für das Hauptmaximum den großen einzustellen. Das muss für jedes Objekt sinnvoll entschieden werden. Es kann auch noch ein 3-fach-Verstärker dazugeschaltet werden, falls benötigt. Das sollte aber auch notiert werden. Nachdem wir die Parameter richtig eingestellt haben, starten wir die Messung durch einen Klick auf den Button „Los“. Die Messung startet nun automatisch und das Programm legt eine Datei mit dem angegebenen Namen ein.

Nach Abschluss der Datenaufnahme sollten die Messdaten auf einem USB-Stick oder ähnlichem gespeichert werden. Es ist wichtig, dass alle eingestellten Parameter notiert sind, z.B. können sie aus dem Dateinamen ablesbar sein oder in einer externen Datei gespeichert werden!



## 4 Auswertung

### 4.1 Allgemeines Vorgehen

Es wurden fünf unterschiedliche Objekte vermessen, für die jeweils die im Folgenden dargestellten Auswertungsschritte durchzuführen sind. Grundlage der Auswertung sind die Datensätze, welche automatisch von dem Messprogramm erstellt worden sind. Diese bestehen aus zwei Spalten, wobei in der ersten Spalte die Anzahl an Motorschritten des Detektors in festgelegter  $x$ -Richtung und in der zweiten Spalte die an der jeweiligen Stelle gemessene Intensität (eventuell zusätzlich verstärkt) aufgetragen ist. Der Motor legt pro Schritt eine Entfernung von  $400^{-1}$ mm zurück.

#### 4.1.1 Zentrierung der Datensätze um eine $x$ -Nulllage

Bei jedem dieser Datensätze handelt es sich um eine mehr oder weniger symmetrische Intensitätsverteilung, welche relative Maxima und Minima aufweist und nach außen hin abfällt. Daher werden sie in  $x$ -Richtung um eine Nulllage zentriert. Dazu werden die Positionen aller relativen Maxima und Minima abgelesen. Für deren Werte wird ein Ablesefehler angenommen, der je nach Messwertdichte (Diskretisierung), Streuung der Messwerte und Eindeutigkeit des Extremums („spitz“ oder „flach“) für jedes dieser Extrema einzeln zu 20 bis 300 Motorschritten abgeschätzt wird. Für die  $x$ -Unsicherheit des Messgeräts selber wird kein Fehler angenommen, da er vermutlich im Bereich eines Motorschritts (kleinste Schrittweite) liegt und damit gegenüber den wesentlich größeren Ablesefehlern vernachlässigbar ist.

Da die relativen Extrema immer symmetrisch zur optischen Achse (Nulllage) auftreten, kann die Position dieser Nulllage bestimmt werden, in dem man den jeweils gewichteten Mittelwert der zueinander symmetrischen Extrema bildet sowie die Position des zentralen Extremums abliest. Aus all diesen Werten kann dann wiederum der gewichtete Mittelwert berechnet werden, was schließlich einen recht zuverlässigen Wert  $x_{\text{offset}}$  (mit Fehler) geben sollte.

Alle Werte  $x$  werden schließlich um diesen Wert verschoben sodass für die neuen Positionen  $x^*$  gilt:

$$\begin{aligned}x^* &= x - x_{\text{offset}} \\ \sigma_{x^*}^2 &= \sigma_x^2 + \sigma_{x_{\text{offset}}}^2\end{aligned}$$

#### 4.1.2 Umrechnung der $x^*$ -Werte auf die entsprechenden Winkel $\alpha$

Da die auftretenden Winkel sehr klein sind, lässt sich der Winkel  $\alpha$  zur Stelle  $x^*$  nach Abb. 1 wie folgt berechnen:

$$\alpha \approx \tan \alpha = \frac{x^*}{l}$$

$$\sigma_\alpha^2 = \left(\frac{\sigma_{x^*}}{l}\right)^2 + \left(\frac{x^* \cdot \sigma_l}{l^2}\right)^2$$

Hier muss darauf geachtet werden, dass für  $x$  und den Abstand  $l = (125 \pm 1)$  cm zwischen Objekt- und Bildebene die gleichen Einheiten verwendet werden (z.B. m). Die Werte müssen also vorher entsprechend umgerechnet werden. Dass diese Näherung wirklich gültig ist, wurde noch einmal dadurch verifiziert, dass der hierdurch gemachte Fehler um 1-2 Größenordnungen kleiner ist als der Ablesefehler.

#### 4.1.3 Auftragung von $\varepsilon/\pi$ gegen den Winkel $\alpha$

Aus Gleichung 1 und der Kleinwinkelnäherung folgt, dass  $\varepsilon/\pi \propto \alpha$ . Wenn man diese Werte gegeneinander plottet, ergibt sich somit eine Gerade. In den entsprechenden Darstellung (s. folgende Abschnitte) sind jeweils die mit `gnuplot` gefitteten Werte für den Proportionalitätsfaktor  $m$  und den Korrelationskoeffizienten  $r$  angegeben. Letzterer wurde mit der in `LibreOffice Calc` zur Verfügung stehenden Funktion bestimmt.

## 4.2 Bestimmen der charakteristischen Größen

Nach Gl. 1 lässt sich aus dem Proportionalitätsfaktor  $m = \frac{\lambda}{D}$  die charakteristische Größe des untersuchten Objektes berechnen. Da wir einen He-Ne-Laser verwenden, wird nach [Hec09, S. 962]  $\lambda = 632.8$  nm verwendet. Dessen Fehler wird als vernachlässigbar klein angenommen.

### 4.2.1 Spalt

Das Interferenzmuster ist in Abb. 4 dargestellt. Nach Abb. 1 gilt:

$$\frac{\varepsilon}{\pi} = \frac{b\alpha}{\lambda} = \begin{cases} k & \text{für das } k. \text{ Minimum} \\ \frac{2k+1}{2} & \text{für das } k. \text{ Maximum} \end{cases}$$

Auf diese Weise wird jedem Extremum ein Wert  $\frac{\varepsilon}{\pi}$  zugeordnet. In Abb. 5 ist der jeweilige Winkel  $\alpha$  gegen diesen aufgetragen.

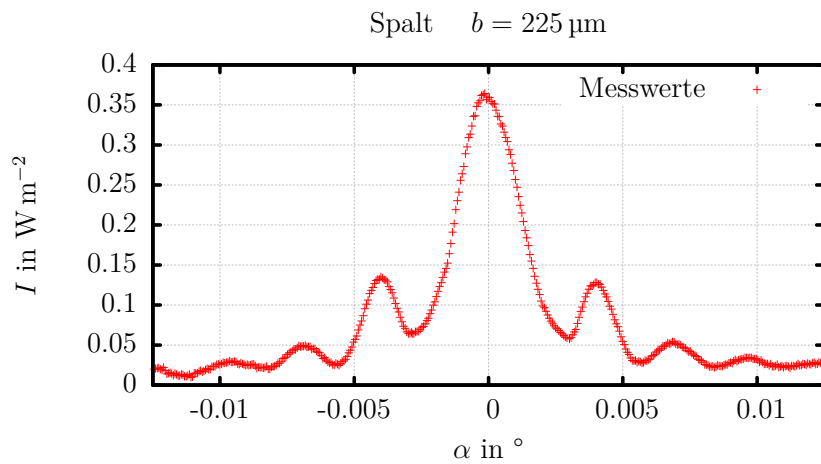


Abbildung 4: Intensitätsverteilung am Spalt

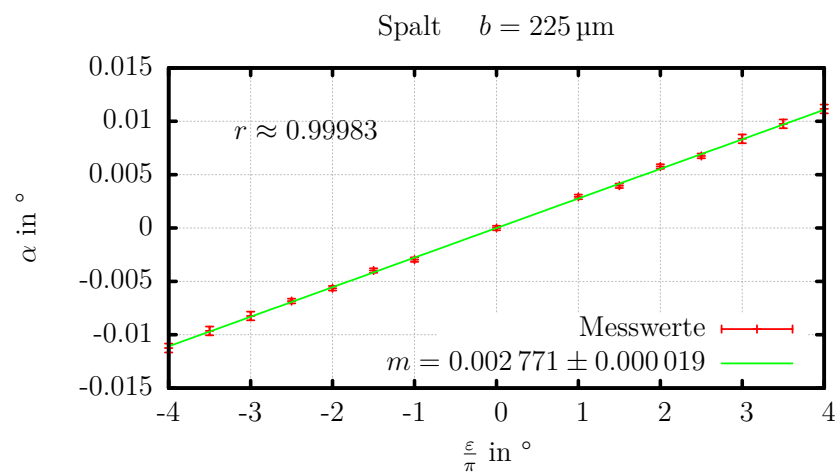


Abbildung 5: Regressionsgerade zur Bestimmung der charakteristischen Größe des Spalts

Bei der für den Spalt charakteristischen Größe  $D = b$  handelt es sich um dessen Breite. Diese lässt sich wie folgt berechnen:

$$b = \frac{\lambda}{m} \quad \text{mit} \quad \sigma_b^2 = \frac{\lambda \cdot \sigma_m^2}{m^2}$$

$$\Rightarrow \underline{\underline{b = (228.365\,21 \pm 0.000\,03) \mu\text{m}}}$$

### 4.2.2 Steg

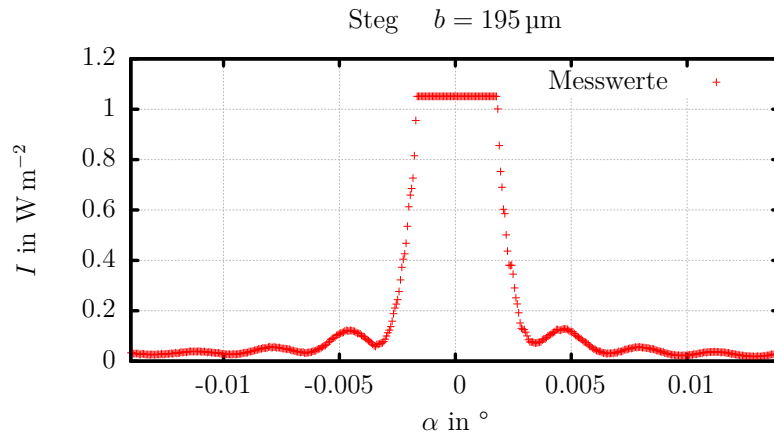


Abbildung 6: Intensitätsverteilung am Steg

Analog zum Spalt gilt:

$$\frac{\varepsilon}{\pi} = \frac{b\alpha}{\lambda} = \begin{cases} k & \text{für das } k. \text{ Minimum} \\ \frac{2k+1}{2} & \text{für das } k. \text{ Maximum} \end{cases}$$

In Abb. 7 ist der jeweilige Winkel  $\alpha$  gegen  $\frac{\varepsilon}{\pi}$  aufgetragen.

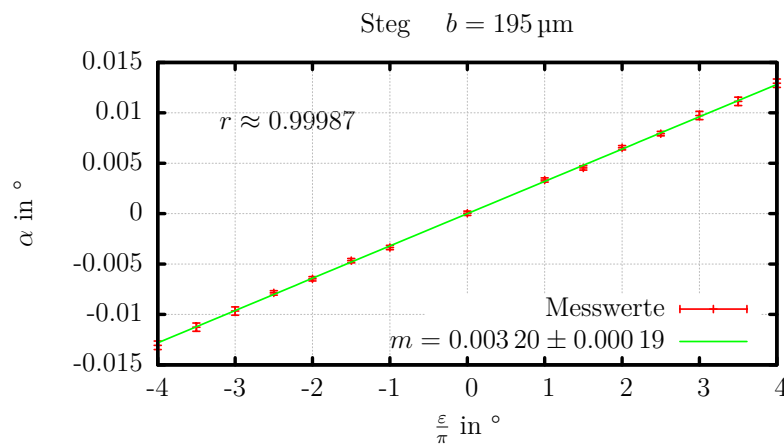


Abbildung 7: Regressionsgerade zur Bestimmung der charakteristischen Größe des Stegs

Hier handelt es sich bei der charakteristischen Größe  $D = b$  um die Breite des Stegs. Diese lässt sich folgendermaßen berechnen:

$$b = \frac{\lambda}{m} \quad \text{mit} \quad \sigma_b^2 = \frac{\lambda \cdot \sigma_m^2}{m^2}$$

$$\Rightarrow \underline{\underline{b = (197.750 \pm 0.003) \mu\text{m}}}$$

### 4.2.3 Lochblende

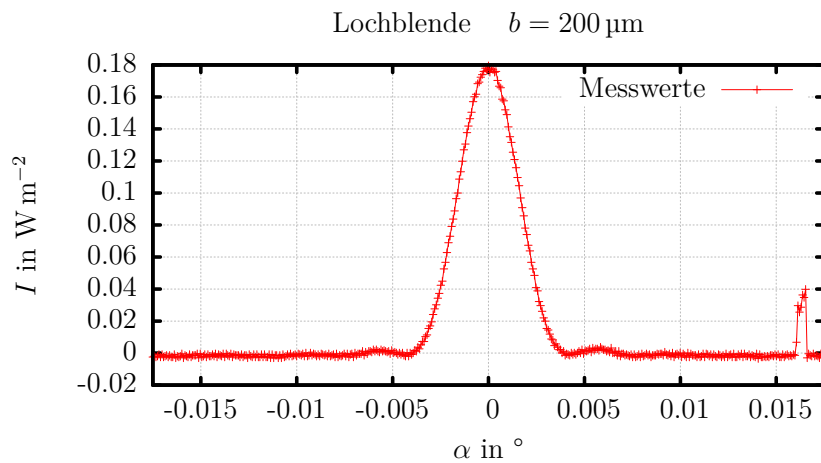


Abbildung 8: Intensitätsverteilung an der Lochblende. Hier sieht man, warum es keine gute Idee ist, während einer Messung die Tischlampe anzuschalten.

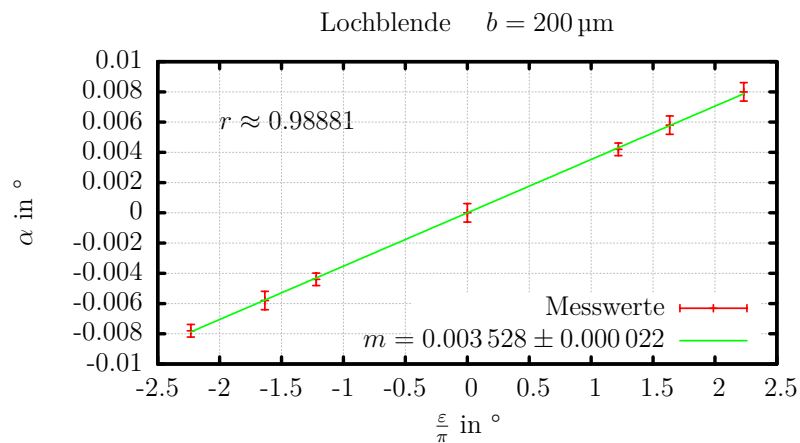


Abbildung 9: Regressionsgerade zur Bestimmung der charakteristischen Größe der Lochblende

In Abb. 9 ist der jeweilige Winkel  $\alpha$  gegen  $\frac{\varepsilon}{\pi}$  aufgetragen. Die Werte für  $\frac{\varepsilon}{\pi}$  sind in Tab. 1 aufgeführt.

Hier handelt es sich bei der charakteristischen Größe  $D = 2 \cdot r = b$  um den Durchmesser der Lochblende. Dieser lässt sich folgendermaßen berechnen:

$$b = \frac{\lambda}{m} \quad \text{mit} \quad \sigma_b^2 = \frac{\lambda \cdot \sigma_m^2}{m^2}$$

$$\Rightarrow \underline{\underline{b = (179.365\,08 \pm 0.000\,03) \mu\text{m}}}$$

#### 4.2.4 Doppellochblende

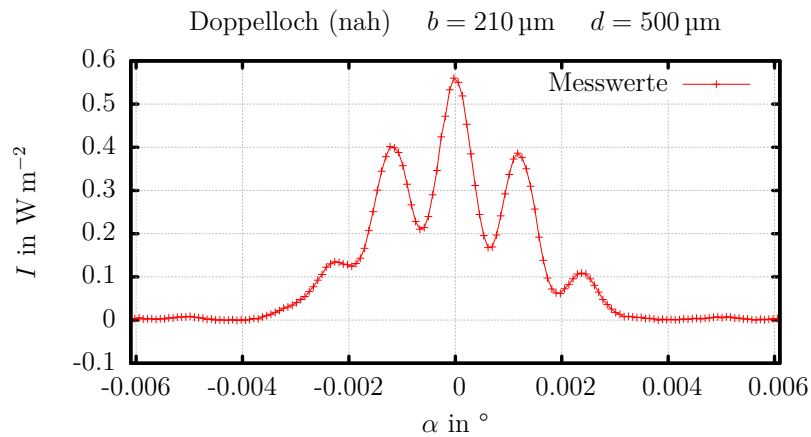


Abbildung 10: Intensitätsverteilung an der Doppellochblende

Nach Abbildung 2 gilt:

$$\frac{\varepsilon}{\pi} = \frac{d\alpha}{\lambda} = \begin{cases} k & \text{für das } k. \text{ Maximum} \\ \frac{2k+1}{2} & \text{für das } k. \text{ Minimum} \end{cases}$$

Hier handelt es sich bei der charakteristischen Größe  $D = d$  um den Lochabstand der Doppellochblende. Dieser lässt sich folgendermaßen berechnen:

$$d = \frac{\lambda}{m} \quad \text{mit} \quad \sigma_d^2 = \frac{\lambda \cdot \sigma_m^2}{m^2}$$

$$\Rightarrow \underline{\underline{d = (498.268 \pm 0.001) \mu\text{m}}}$$

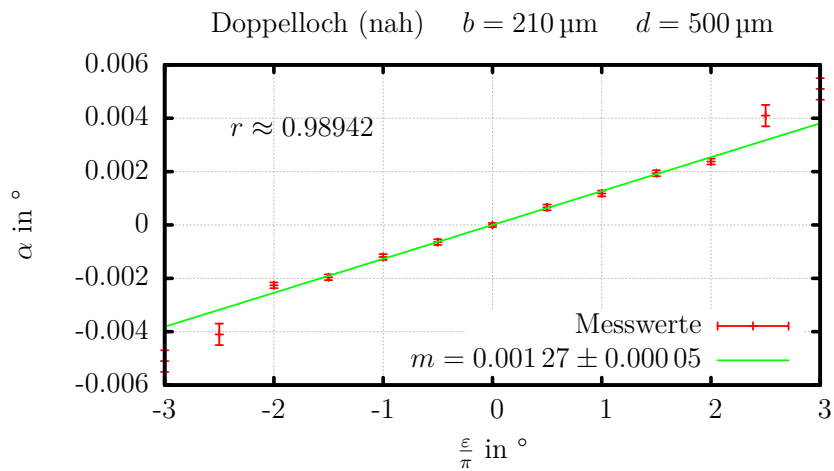


Abbildung 11: Regressionsgerade zur Bestimmung der charakteristischen Größe der Doppellochblende

:

#### 4.2.5 Gitter

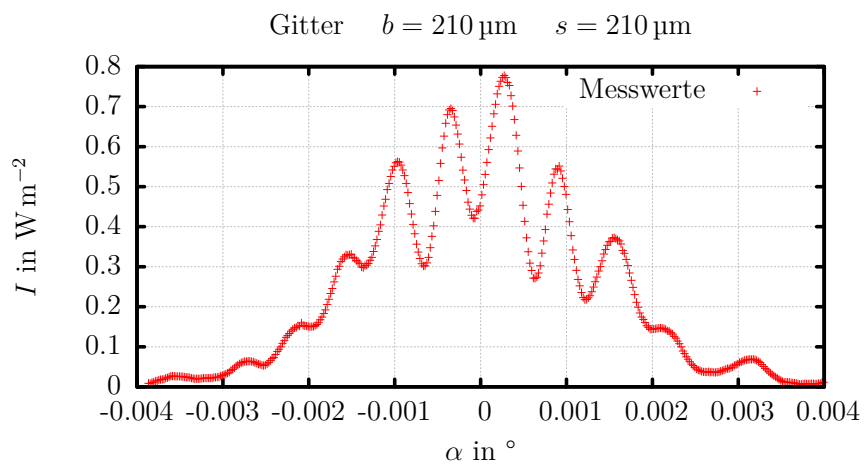


Abbildung 12: Intensitätsverteilung am Gitter

Die für das Gitter gemessene Intensitätsverteilung ist in Abb. 12 dargestellt. Dabei handelt es sich jedoch nicht um das typische Interferenzmuster eines Gitters, so wie wir es erwartet hätten. Z.B. hat es in der Mitte ein Minimum statt einem Maximum. Außerdem kann nicht zwischen Haupt- und

Nebenextrema unterschieden werden. Daher läßt sich hier keine sinnvolle Rechnung durchführen.

### 4.3 Bestimmung der Wellenlänge

Die höchste Korrelation wurde bei uns mit dem Steg erreicht ( $r \approx 0.99987$ ). Nun wollen wir dessen Größe  $b = 195 \mu\text{m}$  als gegeben annehmen. Damit lässt sich die Wellenlänge folgendermaßen berechnen:

$$\lambda = m \cdot b \quad \text{mit} \quad \sigma_\lambda^2 = \sigma_m^2$$
$$\Rightarrow \underline{\underline{\lambda = (624.00 \pm 0.04) \mu\text{m}}}$$



## 5 Diskussion

Der größte Teil der Auswertung bestand daraus, die für die verschiedenen Objekte charakteristischen Größen zu bestimmen. Die Ergebnisse so wie deren angegebene Werte sind in Tab. 2 aufgeführt. Insgesamt sind die Abweichungen

Bezeichnung	Messwert	Literaturwert	Abweichung
Spaltbreite $b$	228.365 21(3) $\mu\text{m}$	225 $\mu\text{m}$	1.5%
Stegbreite $b$	197.750(3) $\mu\text{m}$	195 $\mu\text{m}$	1.4%
Lochblendenbreite $b$	179.365 08(3) $\mu\text{m}$	200 $\mu\text{m}$	11%
Doppellochabstand $d$	498.268(1) $\mu\text{m}$	500 $\mu\text{m}$	0.4%
Gitterabstand $d$			

Tabelle 2: Übersicht über die charakteristischen Größen: Neben den Messwerten sind auch die in der Praktikumsanleitung angegebenen Werte und die relative Abweichung zu diesen angegeben.

erstaunlich gering. Für den Spalt, den Steg und das Doppelloch sind diese  $< 2\%$ . Bei der Lochblende ist die Abweichung mit  $\approx 11\%$  dagegen schon recht hoch. Das ist möglicherweise darauf zurückzuführen, dass hier die Extrema sehr schwach ausgeprägt waren (vgl. Abb. 8).

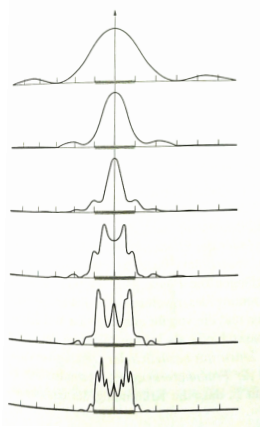


Abbildung 13: Beugungsbild im Nah- und Fernfeld

Unser Sorgenkind - das Gitter - kann sich leider nicht in diese Reihe einreihen. Vermutlich war an dieser Stelle einfach der Abstand  $l$  zwischen Objekt und Bild zu gering. Außerdem ist bei dem verwendeten Gitter die Spaltbreite ähnlich groß wie die Stegbreite, sodass das Beugungsbild auch sehr stark von der Breite der Spalte beeinflusst wird. Diese beiden Aussagen werden dadurch bestärkt, dass das Interferenzbild sehr dem eines Einzelspalts im Übergangsbereich vom Nahfeld (Fresnel-Beugung) zum Fernfeld (Fraunhofer-Beugung) ähnelt (vgl. Abb. 13, [Hec09, S. 725]).

Der am Ende bestimmte Wert für die Wellenlänge liegt mit  $624 \mu\text{m}$  um  $1.4\%$  neben dem Literaturwert von  $132.8 \mu\text{m}$ . Dies ist ein akzeptabler Wert, auch wenn wir hier prinzipiell eine noch kleinere Differenz erwartet hätten. Möglicherweise ist aber auch der angegebene Wert für die Stegbreite  $b$  nicht ganz exakt gewesen.

Insgesamt fällt noch auf, dass wir zwar ziemlich gute Ergebnisse erhalten, die in der Praktikumsanleitung angegebenen Vergleichswerte jedoch i.d.R. nicht

in unseren Fehlerintervallen liegen. Möglicherweise wurden die Ablesefehler zu klein abgeschätzt. Dies halten wir jedoch für eher unwahrscheinlich, da die bei den Regressionsgeraden angegebenen Fehlerbalken die Gerade größtenteils enthalten. Eine mögliche Fehlerquelle ist, dass in der Theorie ideale Annahmen gemacht wurden, die so nicht zutreffen. Eine dieser Annahmen ist z.B. eine unendlich dünne Spaltbreite beim Doppelloch und beim Gitter. Dies ist natürlich nicht der Fall. Somit überlagert sich dem erwarteten Interferenzbild noch das eines Einzelspalt, welche eine systematische Verschiebung der Extrema bewirken könnte.

Ein weitere Annahme war, dass der Abstand des Objekts vom Schirm viel größer ist als die relevanten Maße des Objektes (Fraunhofer-Näherung). Dies scheint aber in unserem Fall noch nicht uneingeschränkt zu gelten, da manche Intensitätsverteilungen eher denen in der sog. Übergangszone entsprechen (vgl. [Dem13, S. 332]).

Diese Vermutung wird dadurch bestärkt, dass es sich bei den auftretenden Abweichungen von der erwarteten Geraden meist nicht um statistisch zufällige Schwankungen handelt, sondern sie systematische und symmetrische Abweichungen aufweisen.

## Literatur

- [Dem13] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2*. Springer Spektrum, 6 edition, 2013.
- [Hec09] Eugene Hecht. *Optik*. Oldenbourg Verlag München, 5 edition, 2009.
- [Kir12] Lowry A. Kirkby. *Physik - Der Studienbegleiter*. Springer Spektrum, 2012.
- [Lau11] Horst Lautenschlager. *Physik 3: Quanten, Kerne und Atome*. Stark Verlagsgesellschaft, 2011.