

Versuch Nr. 406

Beugung am Spalt

Antonia Joëlle Bock
antoniajoelle.bock@tu-dortmund.de

Rene-Marcel Lehner
rene.lehner@tu-dortmund.de

Durchführung: 02.06.2020

Abgabe: 09.06.2020

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theorie	3
2.1	Klassische Physik vs. Quantenmechanik	3
2.2	Beugung am Spalt	3
2.3	Einzelspalt	3
2.3.1	Einschub: Nahfeld und Fernfeld	4
2.4	Amplituden-Funktion	5
2.5	Doppelspalt	7
2.6	Fouriertransformation	7
2.7	Umrechnung der Abstandsmessung zum Abstrahlwinkel	8
3	Durchführung	9
4	Auswertung	11
4.1	Einzelspalt	11
4.2	Doppelspalt	13
5	Diskussion	15
5.1	Versuchsaufbau	15
5.2	Zuverlässigkeit der Vorhersagen und Messungen	15
5.3	Vergleich mit der Herstellerangabe	15
5.4	Eignung der Theorie	16
5.5	Fazit	16
	Anhang: Messdaten	17
	Literatur	17

1 Zielsetzung

Ziel des Versuchs ist es, die Beugung am Einzel- sowie Doppelspalt nachzuweisen. Dabei sollen die aus der Theorie hervorgesagten Zusammenhänge zwischen Abstrahlwinkel und Beugungserscheinung bestätigt werden. Als Schlüsselexperiment der Physik demonstriert dieser Versuch den *Wellen-Teilchen-Dualismus*.

2 Theorie

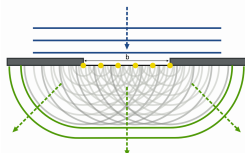
2.1 Klassische Physik vs. Quantenmechanik

Die Ausbreitung des Lichts unterliegt den Gesetzen der geometrischen Optik und kann sehr genau vorhergesagt werden. Es gibt jedoch Bedingungen, bei denen diese Modelle nicht mehr angewendet werden können. Diese Abweichungen treten unter anderem dann auf, wenn Licht auf Hindernisse trifft und der Strahldurchmesser größer als das Hindernis selbst ist. Sie treten auch dann auf, wenn das Licht auf Spalte in Schirmen trifft.

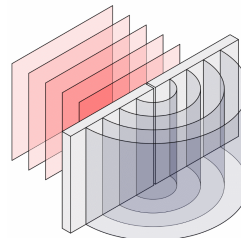
Es kann jedoch über eine große Anzahl von Lichtquanten gemittelt und die Phänomene über das klassische Wellenmodell erklärt werden. Dieser Ansatz wird hier genutzt.

2.2 Beugung am Spalt

Grundlage für die Beugung des Lichts ist das *Huygens-Prinzip*. Nach diesem Prinzip ist jeder Punkt einer Wellenfront stets Erzeugungspunkt neuer Kugelwellen, den sogenannten *Elementarwellen*. Bei einem langen, schmalen Spalt entstehen durch diese Eigenschaft Zylinderwellen entlang der Spaltebene.



(a) Überlagerung von Kugelwellen an einem Einzelspalt.



(b) Zylinderwellen am Einzelspalt.

2.3 Einzelspalt

Die am Spalt entstehenden Zylinderwellen überlagern sich und interferieren miteinander. Das daraus entstehende Abbild, die *Beugungsfigur*, ist eine Amplituden-Funktion $B(\varphi, \lambda, b, d)$ des Abstrahlwinkels φ , der Wellenlänge λ , der Spaltbreite b und des Abstandes d zum Beobachtungspunkt. In diesem Versuch wird die Funktion in Abhängigkeit des Abstrahlwinkels untersucht, sodass die anderen Parameter konstant bleiben. Gesucht ist also die Funktion $B(\varphi)$.

2.3.1 Einschub: Nahfeld und Fernfeld

Geometrisch bedingt weist eine Beugungsfigur in einem Nahfeld nur wenig Interferenz auf und ist für diesen Versuch nicht von Interesse. Damit zwei Wellen interferieren, muss die Richtung des Wellenvektors \vec{k} parallel, oder in etwa gleich sein. Im Falle der Zylinderwellen reduziert sich die Bedingung an die Raumrichtung auf nur eine Dimension, und damit auf den Abstrahlwinkel φ . Da die Winkelunterschiede in einem Nahfeld zu groß werden, entsteht keine oder nur wenig Interferenz.

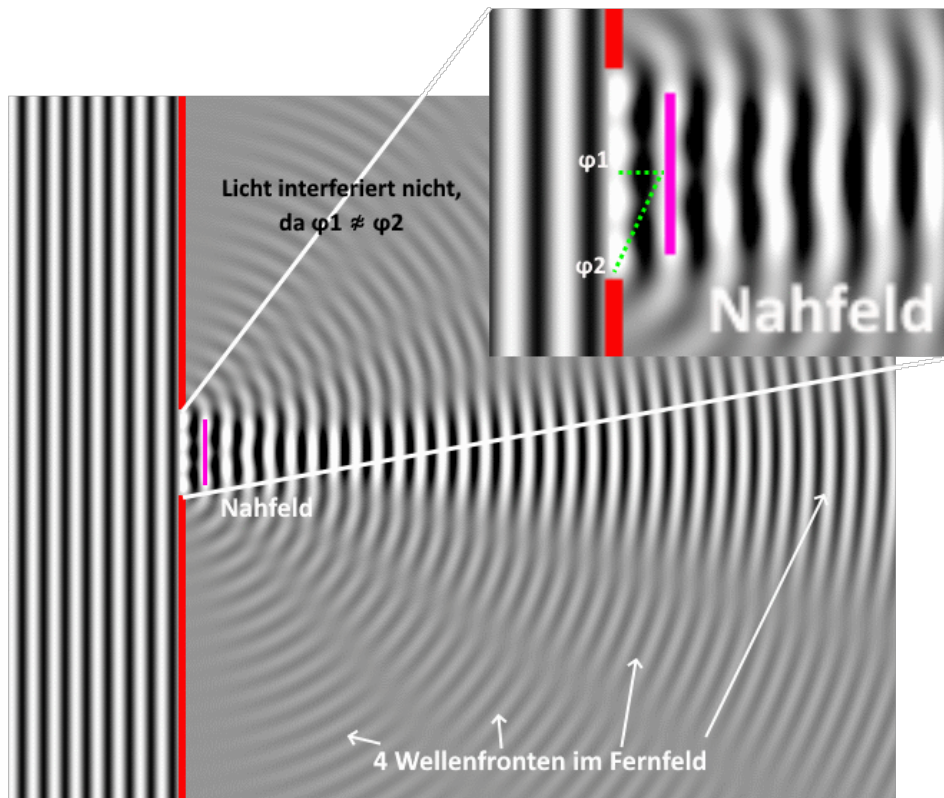


Abbildung 2: Beugung ebener Welle am Einzelspalt mit $b = 4\lambda$.¹

Dieser Grenzfall kann ausgeschlossen werden, indem entweder eine Lichtquelle aus dem unendlichen verwendet wird, oder der Abstand zwischen Spalt und Schirm hinreichend groß gewählt wird. (s. Abb. 3) Im ersten Fall wird eine Linse verwendet, um die von der Spaltöffnung ausgehenden, parallelen Lichtstrahlen mit gleichem Abstrahlwinkel auf einen Beobachtungspunkt P zu fokussieren. Die Lichtfront kommt hierbei aus dem unendlichen. Im zweiten Fall liegen Lichtquelle und Beobachtungspunkt P im endlichen und es gilt $b \ll d : \varphi_1 \approx \varphi_2$.²

¹ b := Spaltbreite und λ := Wellenlänge der ebenen Wellen.

² d := Abstand Spalt-Beobachtungspunkt.

²Abbildung angelehnt an Versuchsanleitung.[2]

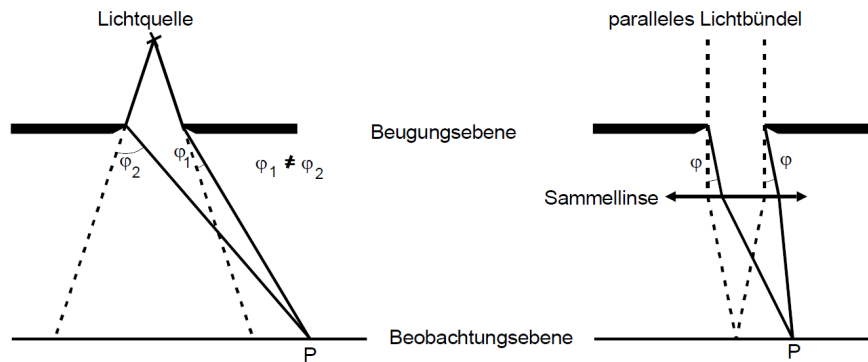


Abbildung 3: Fresnel- (links) und Fraunhofer-Beugung (rechts) an einem Einzelspalt.²

2.4 Amplituden-Funktion

Der Phasenunterschied δ zweier paralleler Lichtstrahlen steht in geometrischer Beziehung zum Entstehungspunkt auf der Spaltebene. (s. Abb. 4) Die absolute Länge s der Phasendifferenz zu einem gleichzeitig entstehenden Lichtstrahl mit Abstand x ist mit einem Abstrahlwinkel von φ

$$s = x \sin \varphi . \quad (1)$$

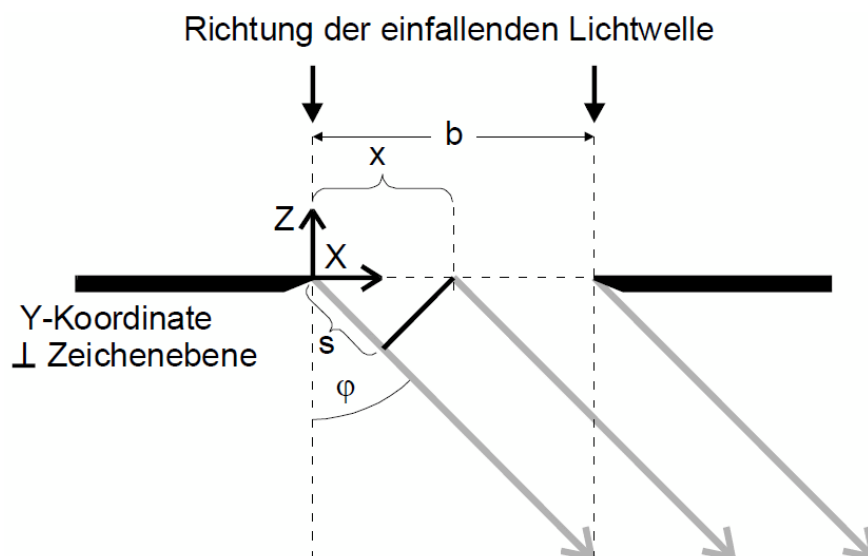


Abbildung 4: Geometrische Betrachtung der Beugung am Spalt.

Daraus folgt die Phasendifferenz

$$\delta = \frac{s}{\lambda} 2\pi . \quad (2)$$

Eine Ebene Welle besitzt die Amplituden-Funktion

$$A(z, t) = A_0 e^{i(\omega t - kz)} . \quad (3)$$

Eine zusätzliche Phasendifferenz drückt sich in einer Addition des Exponenten aus.

$$A(z, t) = A_0 e^{i(\omega t - kz + \delta)}$$

Um die überlagerte Amplitude unter Berücksichtigung der Phasendifferenz zu erhalten, wird über die gesamte Spaltbreite b integriert. Die Abhängigkeit des Phasenunterschiedes von φ liefert somit eine indirekte Ortsangabe des Beobachtungspunktes. Es wird über infinitesimale Abstände dx der Lichtstrahlen integriert.

$$B(z, t, \varphi) = A_0 \int_0^b e^{i(\omega t - kz + \delta(\varphi))} dx \quad (4)$$

Nach einsetzen von (1) in (2) und (2)* in (4) folgt

$$B(z, t, \varphi) = A_0 e^{i(\omega t - kz)} \int_0^b e^{\frac{i2\pi x \sin \varphi}{\lambda}} dx .$$

Lösen des Integrals führt zu

$$B(z, t, \varphi) = A_0 \frac{\lambda}{i2\pi \sin \varphi} e^{i(\omega t - kz)} (e^{\frac{i2\pi b \sin \varphi}{\lambda}} - 1) . \quad (5)$$

Als Hilfestellung wird die eulersche Formel für den Sinus verwendet.

$$\sin \varphi = \frac{1}{2i} (e^{i\varphi} - e^{-i\varphi}) \quad (6)$$

Ausklammern in Gl. (5) ergibt

$$B(z, t, \varphi) = A_0 \frac{\lambda}{\pi \sin \varphi} e^{i(\omega t - kz)} e^{\frac{i\pi b \sin \varphi}{\lambda}} \frac{1}{2i} (e^{\frac{i\pi b \sin \varphi}{\lambda}} - e^{-\frac{i\pi b \sin \varphi}{\lambda}}) . \quad (7)$$

Wird nun die eulersche Formel aus (6) in (7) angewendet, reduziert sich die Funktion zu

$$B(z, t, \varphi) = A_0 \frac{\lambda}{\pi \sin \varphi} e^{i(\omega t - kz)} e^{\frac{i\pi b \sin \varphi}{\lambda}} \sin \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda} . \quad (8)$$

Der Faktor $e^{i(\omega t - kz)}$ ist der orts- und zeitabhängige Amplitudenkoeffizient und kann experimentell nicht berücksichtigt werden. Stattdessen wird mit A_0 gemittelt und der Term reduziert. Der zweite Term $e^{\frac{i\pi b \sin \varphi}{\lambda}}$ stellt einen Phasenfaktor dar und fällt wegen der Mittelung über alle Lichtquanten ebenfalls weg. Wird ein zusammenfassender Ausdruck $\gamma := \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}$ in (8) eingesetzt, vereinfacht sich die Amplituden-Funktion mit einer alleinigen Abhängigkeit von φ zu

$$B(\varphi) = A_0 b \frac{\sin \gamma}{\gamma} \quad (9)$$

mit $\gamma := \gamma(\varphi)$.

Gemessen wird die nicht-negative Lichtintensität $I(\varphi)$, welche näherungsweise quadratisch mit der Amplitude wächst.

$$I(\varphi) \propto B(\varphi)^2 = A_0^2 b^2 \frac{\sin^2 \gamma}{\gamma^2} \quad (10)$$

2.5 Doppelspalt

Die Beugungsfigur des Doppelspalts ist eine multiplikative Überlagerung der beiden Einzelspalte. Die Intensitätsverteilung der Figur ist gegeben durch eine zusätzliche Cosinus-Verteilung[2]

$$I(\varphi) \propto B(\varphi)^2 = 4A_0^2 \cos^2\left(\frac{\gamma s}{b}\right) \frac{\sin^2 \gamma}{\gamma^2} \quad (11)$$

mit der zusätzlichen Größe s als Gangunterschied; also dem Abstand der beiden Spalte.

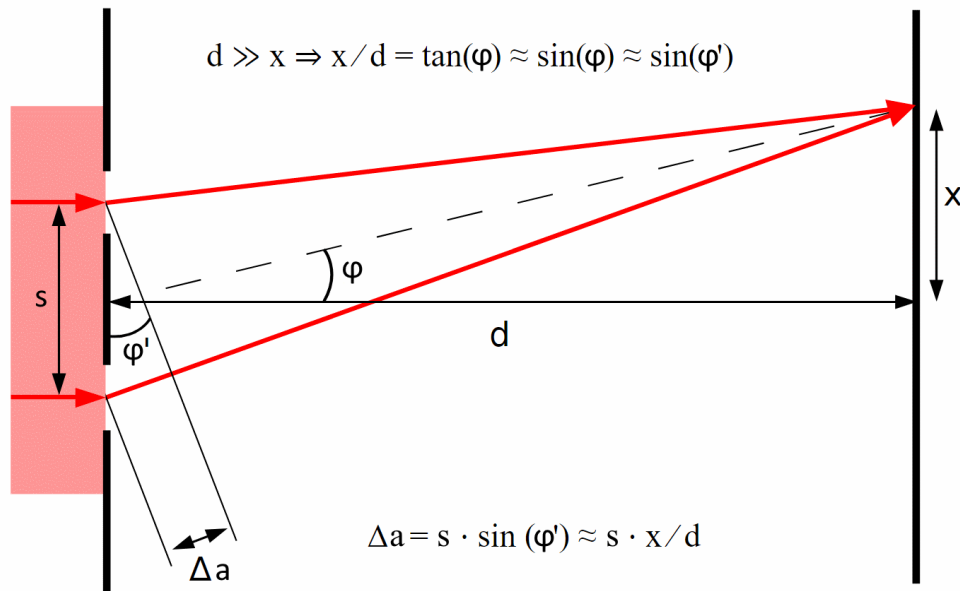


Abbildung 5: Schematische Darstellung eines Doppelspalts.[1]

2.6 Fouriertransformation

Die Amplituden-Funktion $B(\varphi)$ kann als Fourier-Transformierte aufgefasst werden. Wird nun der Ansatz

$$B(\eta) = \int_0^b A_0 e^{ix\eta} \quad (12)$$

gelöst, ergibt sich

$$B(\eta) = \frac{2A_0}{\eta} e^{\frac{i\eta b}{2}} \sin \frac{2\eta}{b}. \quad (13)$$

Wird nun der Realteil separiert und $\eta := \frac{2\pi \sin \varphi}{b}$ gewählt, ist das Ergebnis die ursprüngliche Funktion aus (11).

$$\operatorname{Re}(e^{\frac{i\eta b}{2}}) = \cos \frac{\eta b}{2} \quad (14)$$

$$B(\eta) = 2A_0 b \cos\left(\frac{\eta b}{2}\right) \frac{\sin \frac{2\eta}{b}}{\frac{2\eta}{b}} \quad (15)$$

Die Gleichung (15) kann nun mit $\gamma = \frac{2\eta}{b}$ in (11) überführt werden.

2.7 Umrechnung der Abstandsmessung zum Abstrahlwinkel

Gemessen wird die absolute Position x des Sensors mit unbekanntem Winkel φ zur optischen Achse. Der Winkel wird indirekt über den Abstand des Photoelementes zum Intensitätsmaximum x_0 bestimmt. Das Maximum wird hierbei aus den Messdaten ermittelt.

$$\sin \varphi = \frac{x'}{d'} = \frac{x'}{\sqrt{d^2 + x'^2}} \quad (16)$$

$$x' = |x - x_0| \quad (17)$$

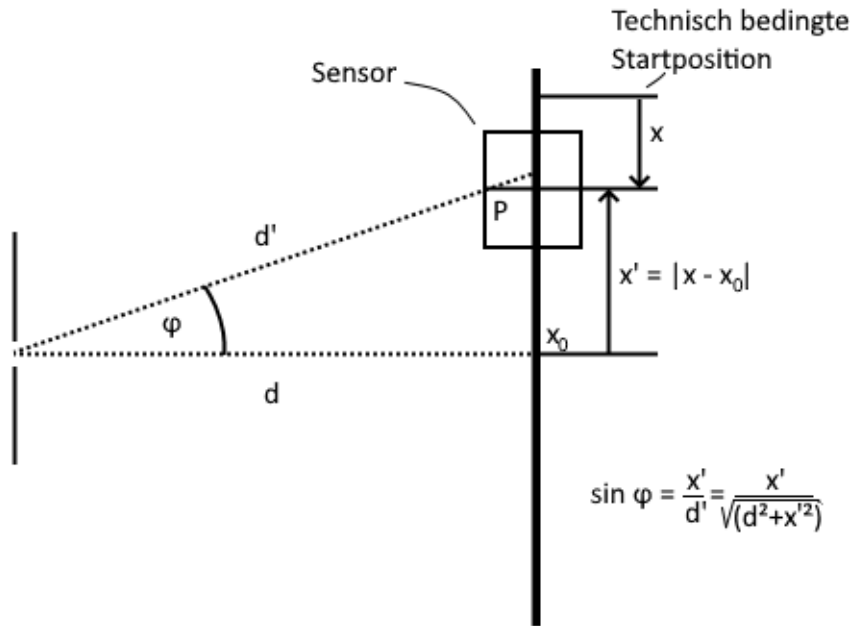


Abbildung 6: Relation zwischen Winkel φ und Messgröße x .

3 Durchführung

Für den Versuchsaufbau wird eine 100 cm lange Führungsschiene verwendet, auf der alle Mess- und Versuchsinstrumente befestigt werden. Dabei wird versucht, den Abstand zwischen Spalt und Lichtstärkesensor so groß wie möglich zu halten. Ein He-Ne-Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 633 \text{ nm}$ wird als kohärente Lichtquelle verwendet.

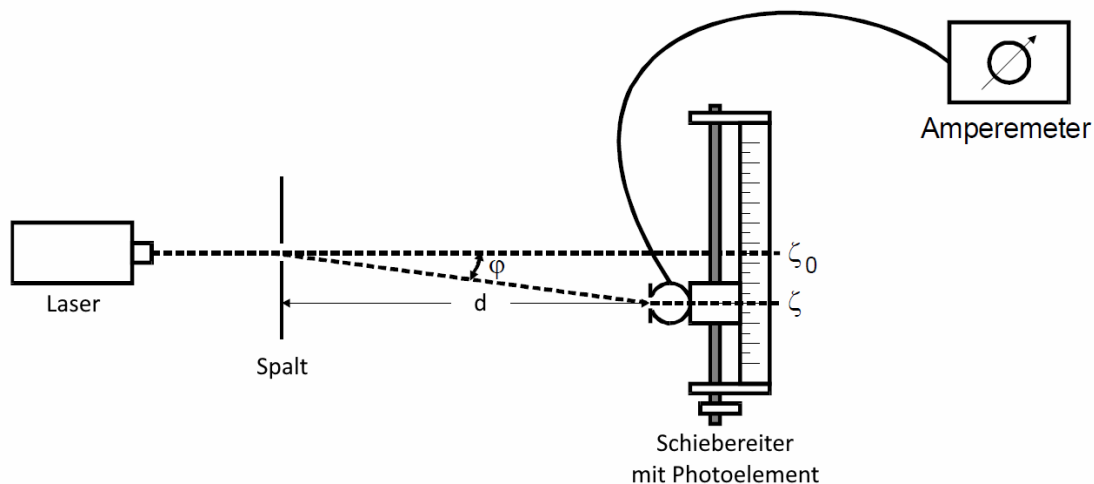


Abbildung 7: Schematischer Versuchsaufbau.³

Die Instrumente müssen kalibriert und der Laser vorgeheizt werden. Zur Kalibrierung richtet man Laser und Spaltblende derart aus, dass der Lichtstrahl mittig auf den zu messenden Einzel- beziehungsweise Doppelspalt trifft. Für die Messungen des Beugungsmusters wird ein Photosensor verwendet, welcher einen schmalen Spalt als Öffnung besitzt, der in Richtung des Lasers ausgerichtet wird. Der Photosensor wird mit einem Amperemeter ausgelesen und misst die Lichtintensität. Für eine genaue Auswertung der Daten muss der Dunkelstrom I_d bestimmt werden. I_d ist die Stromstärke, die der Photosensor im Leerlauf misst; also bei fertigem Aufbau, aber ausgeschaltetem Laser. Das Beugungsbild muss bei eingeschaltetem Laser vertikal mittig auf das Photoelement treffen. Die Kalibrierung ist abgeschlossen, wenn sichergestellt ist, dass sich Laser und Spalthalterung nicht mehr bewegen können und das Photoelement auf dem Schieberegler hinreichend nach links und rechts verstellt werden kann.

Es werden je nach Verfügbarkeit der Blenden ein Einzel- und ein Doppelspalt gemessen. Für die einzelnen Messungen wird der Sensor auf dem Schieberegler in äquidistanten Schritten von links nach rechts bewegt und die absoluten Abstände aufgeschrieben. Jede Messreihe besteht aus mindestens 50 Messwerten.

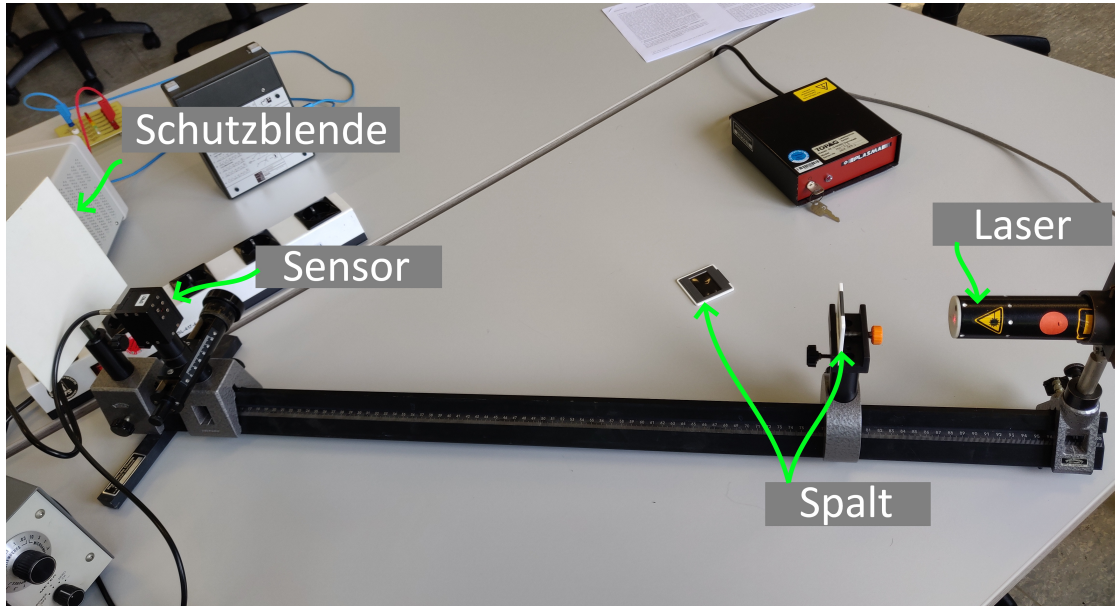


Abbildung 8: Tatsächlicher Versuchsaufbau.

4 Auswertung

Ziel der Auswertung ist das Bestimmen der Spaltbreite b_i und ein anschließender Vergleich mit der Herstellerangabe. Für den Versuch werden alle zur Verfügung stehenden Randdaten dokumentiert.

Tabelle 1: Kenndaten der Versuchsdurchführung.

	s / mm	b_i / mm	λ / nm	d / mm	$I_d / \mu\text{A}$
Doppelspalt	0.75	0.150	633	626.1	0.63
Einzelspalt		0.075	633	626.1	0.70

4.1 Einzelspalt

Für die Ausgleichskurve des Einzelspalts wird eine Funktion der Form

$$I(\varphi) = (ab_{par,1} \frac{\sin \gamma}{\gamma})^2 + c \quad (18)$$

verwendet mit

$$\gamma = \frac{2\pi \sin \varphi}{\lambda} \quad (19)$$

$$\sin \varphi = \frac{x'}{d'} \quad (20)$$

Tabelle 2: Messwerte zum Einzelspalt.

x / mm	$I / \mu\text{A}$	x / mm	$I / \mu\text{A}$	x / mm	$I / \mu\text{A}$
0,0	0,880	8,5	3,300	17,0	0,865
0,5	0,840	9,0	5,000	17,5	0,990
1,0	0,778	9,5	7,000	18,0	1,150
1,5	0,740	10,0	9,000	18,5	1,260
2,0	0,758	10,5	10,700	19,0	1,290
2,5	0,854	11,0	12,100	19,5	1,220
3,0	1,000	11,5	12,700	20,0	1,100
3,5	1,200	12,0	12,700	20,5	0,975
4,0	1,340	12,5	12,250	21,0	0,880
4,5	1,430	13,0	10,600	21,5	0,842
5,0	1,400	13,5	8,850	22,0	0,879
5,5	1,250	14,0	6,790	22,5	0,945
6,0	1,050	14,5	4,780	23,0	1,000
6,5	0,900	15,0	3,000	23,5	1,060
7,0	0,910	15,5	1,920	24,0	1,070
7,5	1,260	16,0	1,200	24,5	1,025
8,0	2,040	16,5	0,890		

$$d' = \sqrt{d^2 + x'^2} \quad (21)$$

und

$$x' = |x - x_0| . \quad (22)$$

Die variablen Parameter der Funktion sind x_0 , a , $b_{par,1}$, und c , wobei x_0 das Intensitätsmaximum, a das A_0 aus (10), $b_{par,1}$ die Spaltbreite und c der Dunkelstrom I_d ist. Das fitten mit der Funktion mit `curve_fit`[3] liefert die Werte in Tabelle 3.

Tabelle 3: Parameterwerte des Einzelspalts.

	a	$b_{par,1} / \text{mm}$	$c / \mu\text{A}$	x_0 / mm
Einzelspalt	$0,1395 \pm 0,0004$	$0,02495 \pm 0,00007$	$0,81 \pm 0,01$	$11,727 \pm 0,006$

Verschiedene Formen der Funktion im Programmcode und verschiedene Startwerte für die Parameter liefern stets die gleichen Ergebnisse mit Abweichungen im Promille-Bereich. Der Vergleich der Herstellerangabe mit dem errechneten Wert für die Spaltbreite ist um den Faktor 3 verschieden mit $b_{par,1} \approx 0,025 \text{ mm}$

$$\frac{b_{par,1}}{b_1} = \frac{0,025 \text{ mm}}{0,075 \text{ mm}} = 3 . \quad (23)$$

Der relative Fehler von $b_{par,1}$ ist $\approx 0.28\%$.

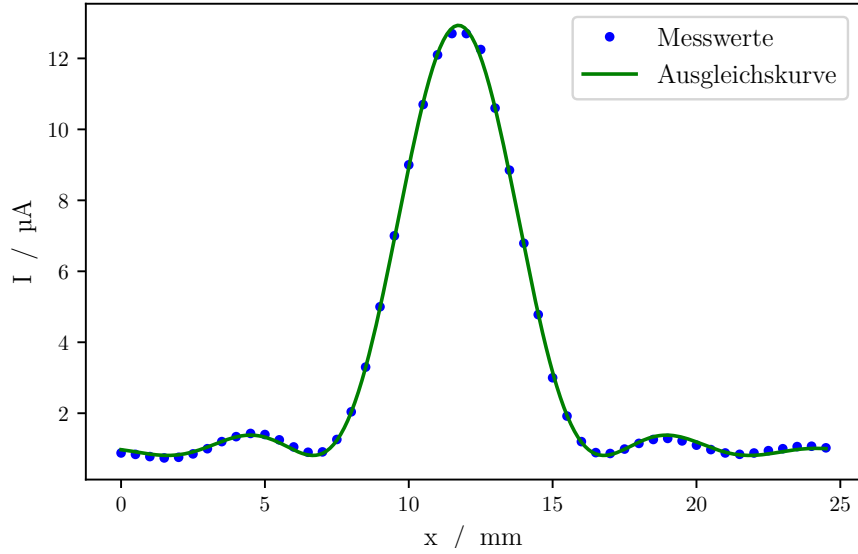


Abbildung 9: Messwerte und Ausgleichskurve zum Einzelspalt.

Der abgeschätzte Wert des Intensitätsmaximums x_0 liegt bei $(11,727 \pm 0,006)$ mm mit einer Abweichung von 0.05%.

4.2 Doppelspalt

Tabelle 4: Parameterwerte des Doppelspalts.

	a	$b_{par,2} / \text{mm}$	$c / \mu\text{A}$	x_0 / mm
Doppelspalt	$0,1210 \pm 0,0006$	$0,0752 \pm 0,0004$	$0,38 \pm 0,12$	$11,077 \pm 0,006$

Für den Doppelspalt wird die angepasste Funktion (11) verwendet. Dabei entspricht das γ dem aus (19).

Als Kontrollwert der Parameter für den Doppelspalt eignet sich $x_0 = (11,077 \pm 0,006)$ mm, welcher eine gute und plausible Annäherung an das gemessene Intensitätsmaximum ist. (Vgl. Tab. 5 und Abb. 10)

Die Herstellerangabe zur Spaltbreite $b_2 = 0,15$ mm ist dem ermittelten Wert $b_{par,2} = (0,0752 \pm 0,0004)$ mm $\approx 0,075$ mm um den Faktor 2 verschieden.

$$\frac{b_{par,2}}{b_2} = \frac{0,075 \text{ mm}}{0,15 \text{ mm}} = 2 \quad (24)$$

Der relative Fehler von $b_{par,2}$ ist $\approx 0.5\%$.

Tabelle 5: Messwerte zum Doppelspalt.

x / mm	$I / \mu\text{A}$	x / mm	$I / \mu\text{A}$	x / mm	$I / \mu\text{A}$
0,00	0,942	7,99	2,420	15,98	0,800
0,47	0,920	8,46	1,300	16,45	0,960
0,94	0,718	8,93	4,350	16,92	1,380
1,41	0,620	9,40	15,800	17,39	1,430
1,88	0,724	9,87	42,400	17,86	1,030
2,35	0,910	10,34	63,000	18,33	0,710
2,82	0,936	10,81	80,000	18,80	0,730
3,29	0,750	11,28	81,800	19,27	0,940
3,76	0,635	11,75	67,500	19,74	1,050
4,23	0,810	12,22	42,500	20,21	0,840
4,70	1,120	12,69	20,400	20,68	0,665
5,17	1,140	13,16	6,350	21,15	0,685
5,64	1,070	13,63	1,430	21,62	0,855
6,11	0,720	14,10	1,880	22,09	0,980
6,58	1,445	14,57	2,950	22,56	0,900
7,05	2,850	15,04	2,740	23,03	0,715
7,52	3,450	15,51	1,540		

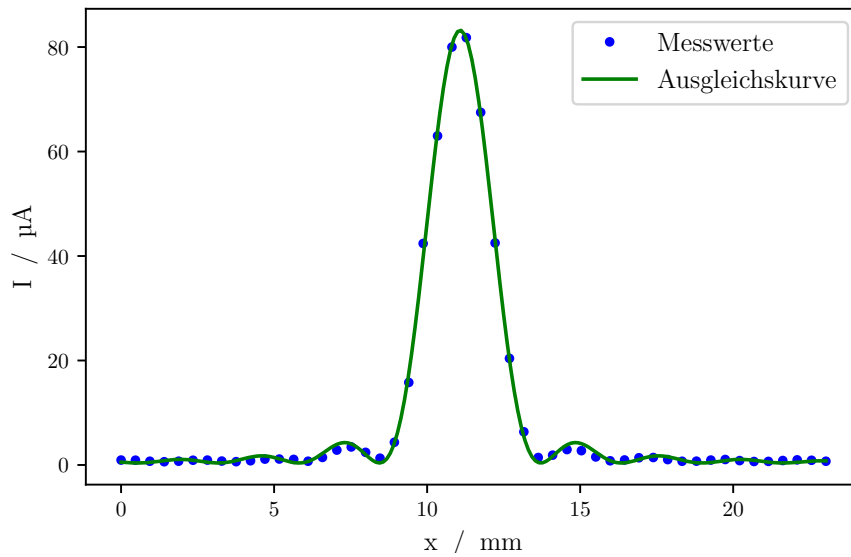


Abbildung 10: Messwerte und Ausgleichskurve zum Doppelspalt.

5 Diskussion

5.1 Versuchsaufbau

Der Aufbau des gesamten Versuchs ist eine wackelige Angelegenheit, weil der Laser und der Sensor sich höhentechisch nicht aufeinander abstimmen lassen. Stattdessen muss der Laser nach oben *gekippt* und mit beispielsweise einem Stück Papier in der Halterung eingeklemmt werden. Die Konstruktion ist daher anfällig für Stöße am Tisch oder der Führungsschiene selbst.

5.2 Zuverlässigkeit der Vorhersagen und Messungen

Die Versuchsanleitung hat einen kleinen Fehler in Gleichung (6), in der das A_0 fehlt. Wird dieser variable Faktor in der Ausgleichsrechnung nicht berücksichtigt, funktioniert die komplette Rechnung nicht. Erst ein Rückschluss über die Fourier-Transformierte $g(\xi)$ deckt diesen Fehler auf. Das Auswerten über `curve_fit` ist **extrem** fehleranfällig, da es viele Versuchsparameter gibt, die nicht exakt bestimmt sind. Es **müssen** geeignete Startwerte übergeben werden, da ansonsten stark abweichende Parameterwerte gefunden werden. Auch die Parameter wie etwa c für den Dunkelstrom I_d oder x_0 für das Intensitätsmaximum sollten nicht fest eingetragen werden, da die Kovarianz ansonsten gegen unrealistische Werte für b konvergiert. Daher sind die Werte variabel gehalten, werden in der Funktion selbst aber mit Startwerten versehen.

Zudem ist der Dunkelstrom I_d nicht genau bestimmbar, da die Wolkenlage starken Einfluss auf diese Messung hat. Der Versuch wurde zu Sommerbeginn in der Uhrzeit zwischen 14 und 17 Uhr durchgeführt und fand an einer nordseitigen Fensterfront statt. Die Abweichungen des gemessenen Dunkelstroms $I_d = (0,63 \mu\text{A}, 0,7 \mu\text{A})$ mit dem errechneten $(c_1, c_2) = ((0,38 \pm 0,12) \mu\text{A}, (0,81 \pm 0,01) \mu\text{A})$ ist also auf die Wetterlage zurückzuführen und liegt mit Abweichungen von $0.5 < \frac{I_d}{c_i} < 2$ in einem sehr plausiblen Bereich. Letztlich ist dieser Faktor lediglich eine Verschiebung des y-Achsen-Abschnitts und hat darüber hinaus keinen Einfluss auf die Ausgleichsrechnung beziehungsweise -kurve. Dennoch sei erwähnt, dass die eigene Sitzposition oder das Vorbeilaufen an dem Versuch einen nennenswerten Einfluss auf den Dunkelstrom hat und ein Trend in den Messdaten sichtbar werden kann. Von einem Umsetzen während der Messung oder einer Drehung der gesamten Führungsschiene ist daher abzuraten.

5.3 Vergleich mit der Herstellerangabe

Die Abweichungen der ermittelten Spaltenbreiten gegenüber den Herstellerangaben ist interessanterweise ein nahezu ganzzahliger Faktor mit relativen Abweichungen von $(b_{par,1}, b_{par,2}) \approx (0,28\%, 0,5\%)$. Innerhalb dieser Abweichung lassen sich die Werte nähern zu $b_{par,1} = (0,02495 \pm 0,00007) \text{ mm} \approx 0,025 \text{ mm}$ und $b_{par,2} = (0,0752 \pm 0,0004) \text{ mm} \approx 0,075 \text{ mm}$. Auffällig ist, dass die Breite des Doppelspalts $b_{par,2}$ ziemlich genau die tatsächliche Breite des Einzelspalts b_1 ist. Eine Verwechslung der Messdaten wurde jedoch

mehrfach geprüft und ausgeschlossen. Darüber hinaus ist der ganzzahlige Zusammenhang

$$\frac{b_{par,1}}{b_1} = \frac{0,025 \text{ mm}}{0,075 \text{ mm}} = 3$$

und

$$\frac{b_{par,2}}{b_2} = \frac{0,075 \text{ mm}}{0,15 \text{ mm}} = 2$$

sehr verdächtig. Da aber auch hier Faktoren wie falsches Ablesen der Daten oder unvollständige Überträge der Gleichungen in ein Python-Programm ausgeschlossen wurden, werden diese Abweichungen als Zufall angenommen. Genau genommen entstehen diese Abweichungen sehr wahrscheinlich durch Messungenauigkeiten und ungeeignete Näherungen innerhalb der Theorie selbst.

5.4 Eignung der Theorie

Die für die Rechnung verwendete Theorie der Fraunhofer-Beugung ist nur geeignet, wenn die Abstrahlwinkel auf der Spaltebene annähernd parallel sind. (s. Abb. 3) Denkbar ist, dass der Abstand d mit 626,1 mm nicht groß genug ist, um eine Annäherung über $\sin \varphi$ zu ermöglichen. Der in der Versuchsanleitung empfohlene Mindestabstand von 100 cm – 120 cm kann auf der Führungsschiene nicht realisiert werden. Mit $d = 62,6 \text{ cm}$ ist dieser Wert weit unterschritten. Zudem wurde keine Sammellinse verwendet, um diesen Abstandsverlust zu negieren.

5.5 Fazit

Der Versuch ist hinreichend durchführbar und die Ergebnisse bestätigen die klassischen Modelle der geometrischen Optik in sehr guter Näherung. Trotz der veränderten Wolkelage entsprechen die Messwerte der Erwartung. Lediglich die Rahmenbedingung sind genau zu bestimmen und an manchen Stellen anzupassen. Die Form der gemessenen Beugungsfigur selbst jedoch besitzt keine sichtbaren Anomalien. Für den Aufbau selbst würden vernünftige Stative für den Laser eine nennenswerte Verbesserung sein. Außerdem würde eine Sammellinse wesentlich stabilere Messungen ermöglichen. Eine Schutzklappe beziehungsweise -vorrichtung für den Laser, oder ausdrückliche Sicherheitshinweise sind ratsam, da der Laser vorheizen muss, was bei Unwissen zu der Intuition führt, den Kopf zu senken und in den Laser zu schauen. Bei einem Laser der Klasse 3 sollte das vermieden werden.

Anhang: Messdaten

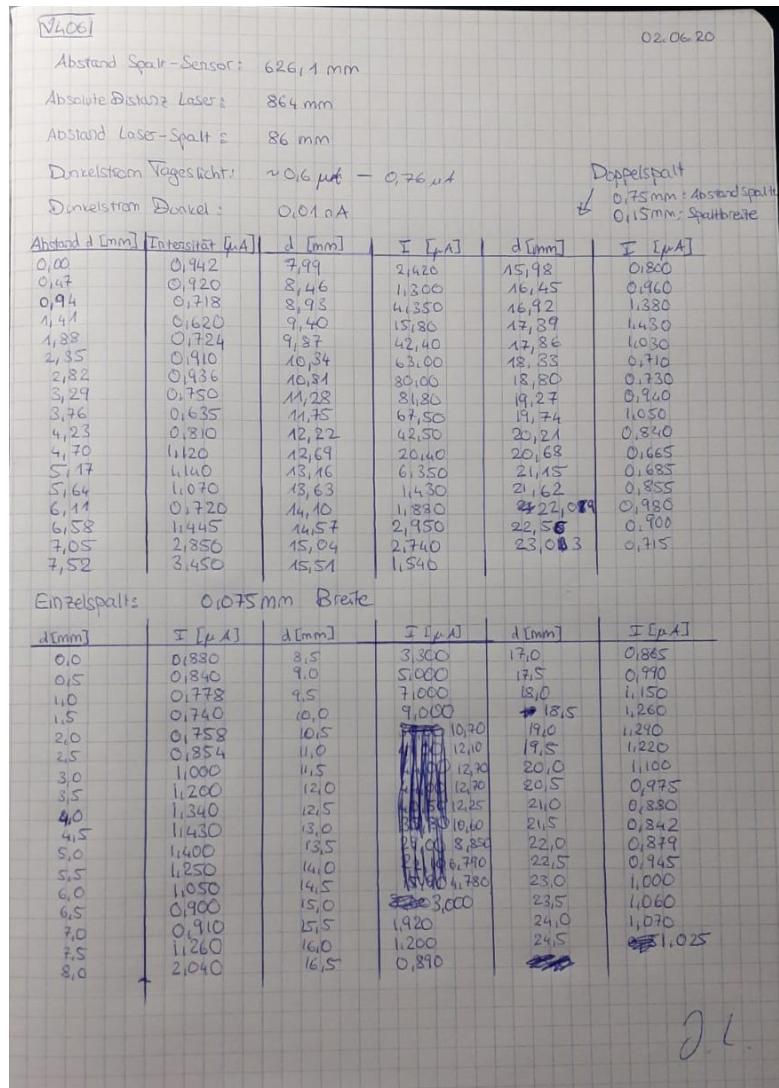


Abbildung 11: Originale Messdaten.

Literatur

- [1] Doppelspaltexperiment. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Doppelspaltexperiment> (besucht am 09.06.2020).
- [2] TU Dortmund. Versuch V406: Beugung am Spalt. 2020.
- [3] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. SciPy: Open source scientific tools for Python. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.