



universität
uulm

Praktikum Physik für Naturwissenschaftler

Bericht zum Versuch

Beugung

Durchgeführt am 20. November 2023

Gruppe 6

Moritz Wieland und **Dominik Beck**
(moritz.wieland@uni-ulm.de) (dominik.beck@uni-ulm.de)

Betreuer: **Manuel Reisser**

Wir bestätigen hiermit, dass wir die Ausarbeitung selbständig erarbeitet haben und detaillierte Kenntnis vom gesamten Inhalt besitzen.

_____ und _____
Moritz Wieland Dominik Beck

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Die Beugung von Licht stellt ein faszinierendes Phänomen dar, das im scharfen Kontrast zur Geometrischen Optik steht, welche Licht als geradlinige Strahlen in homogenen Medien beschreibt. Während die Geometrische Optik die Reflexion und Brechung von Licht anhand von geraden Strahlen und klar definierten Gesetzen erklärt, wird die Beugung relevant, wenn Licht auf Hindernisse oder Öffnungen trifft, deren Dimensionen vergleichbar mit der Wellenlänge des Lichts sind. Im Gegensatz zur rein geometrischen Darstellung des Lichtverhaltens erfordert die Beugung eine Betrachtung von Licht als elektromagnetische Welle und basiert auf dem Prinzip der Interferenz.

Im Rahmen dieses Physikpraktikums werden wir die Phänomene der Beugung eingehend erforschen und dabei verschiedene Experimente durchführen. Von der Anwendung von Licht zur Strukturaufklärung bis zur spektralen Analyse von Licht durch Beugung an optischen Gittern werden wir die breite Palette von Beugungsexperimenten kennenlernen und verstehen. Darüber hinaus werden wir die theoretische Berechnung des Auflösungsvermögens optischer Instrumente, wie Mikroskope, unter Berücksichtigung der Beugungseffekte untersuchen.

Das Ziel dieses Praktikums ist es, ein tiefgehendes Verständnis für die Beugung von Licht zu entwickeln, ihre Anwendungen in verschiedenen optischen Experimenten zu erforschen und die Brücke zwischen theoretischen Konzepten und praktischer Umsetzung zu schlagen. Durch die Durchführung und Auswertung verschiedener Beugungsexperimente werden wir die Bedeutung der Beugung in der Physik erleben und ihre Relevanz für technologische Anwendungen in Bereichen wie Strukturaufklärung, spektrale Analyse und optische Instrumente verstehen.

2 Theorie

2.1 Wellen

Definition 2.1.1: Wellen

Als Welle bezeichnet man den Vorgang einer sich räumlich ausbreitenden Schwingung. Man unterscheidet zwischen zwei Arten von Wellen. Bei transversalen Wellen erfolgt die Schwingung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Welle, bei longitudinalen parallel dazu.

2.1.1 Harmonische Schwingung

Die bekannteste und am einfachsten zu beschreibende Welle ist diejenige, bei welcher an jedem Ort x eine harmonische Schwingung erfolgt:

$$A(t) = A_0 \sin(\omega t - \varphi).$$

Dies nennt man eine harmonische Welle. Die Phase φ ändert sich dabei längs der Ausbreitungsrichtung x linear mit dem Ort: $\varphi = kx$. Es ergibt sich also:

$$A(x, t) = A_0 \sin(\omega t - kx).$$

Das ist eine Funktion einer ebenen harmonischen Welle, die sich in x -Richtung bewegt mit

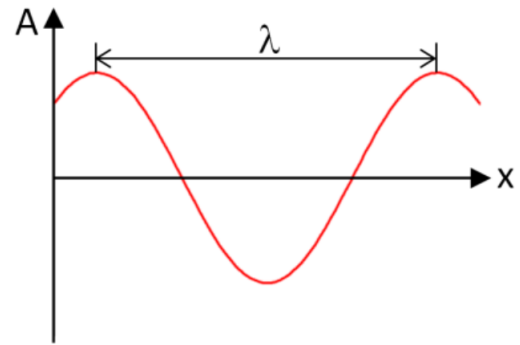
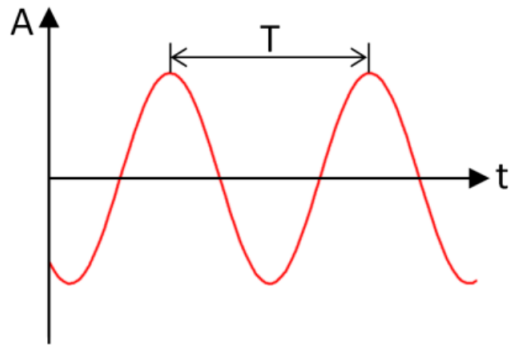
$$A(x, t) = \text{Auslenkung am Ort } x \text{ zur Zeit } t$$

$$A_0 = \text{Amplitude} = \text{maximale Auslenkung}$$

$$\omega = 2\pi v = \text{Kreisfrequenz} \quad v = \text{Frequenz}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \text{Wellenvektor} \quad \lambda = \text{Wellenlänge}$$

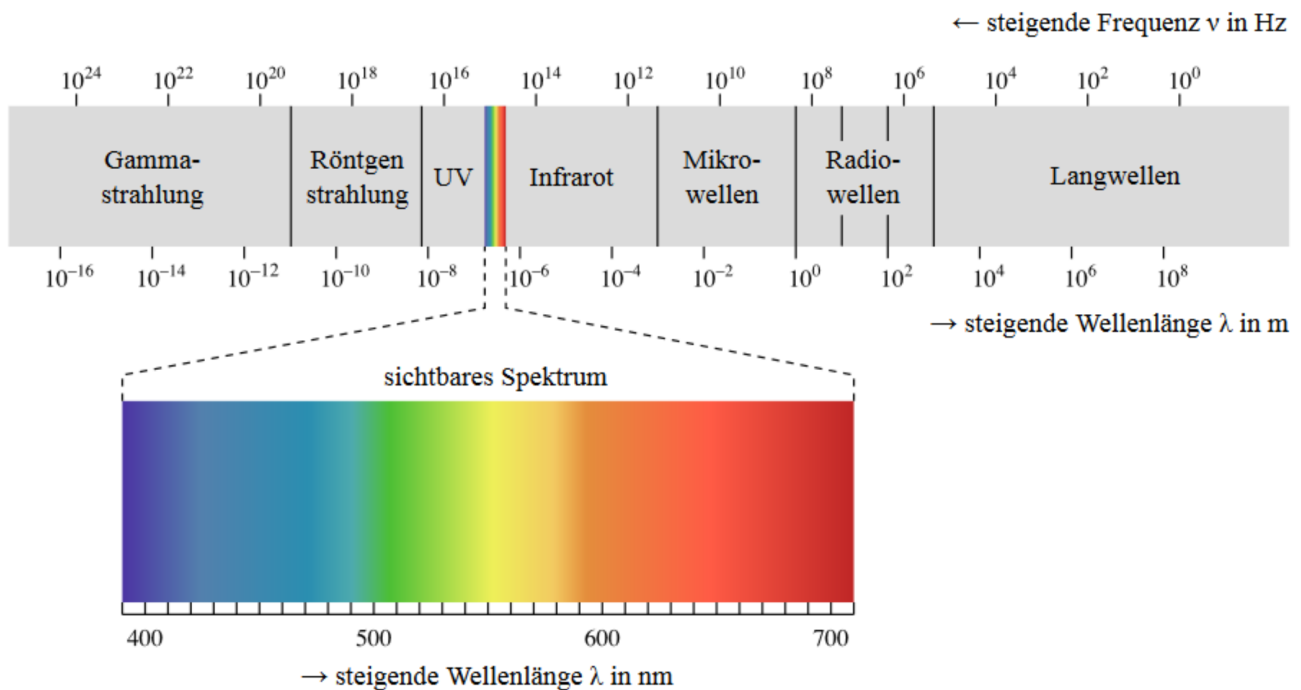
Die Wellenlänge λ (= Abstand zweier benachbarter phasengleicher Punkte) beschreibt die räumliche, die Schwingungsdauer $T = \frac{1}{v}$ deren zeitliche Periodizität. Daraus folgt die Ausbreitungsgeschwindigkeit (=Phasen-)geschwindigkeit $c = \frac{\lambda}{T} = \lambda \cdot v$.



2.2 Licht als elektromagnetische Welle

Licht hat Eigenschaften einer transversalen elektromagnetischen Welle. Der wesentliche Unterschied zu einer mechanischen Welle ist der, dass hier keine Teilchen schwingen, sondern ein elektrisches Feld \vec{E} und ein magnetisches Feld \vec{B} , die über die Maxwell-Gleichungen miteinander gekoppelt sind. Die beiden Felder stehen senkrecht aufeinander und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung.

2.2.1 Frequenz- und Wellenlängenbereich elektromagnetischer Wellen



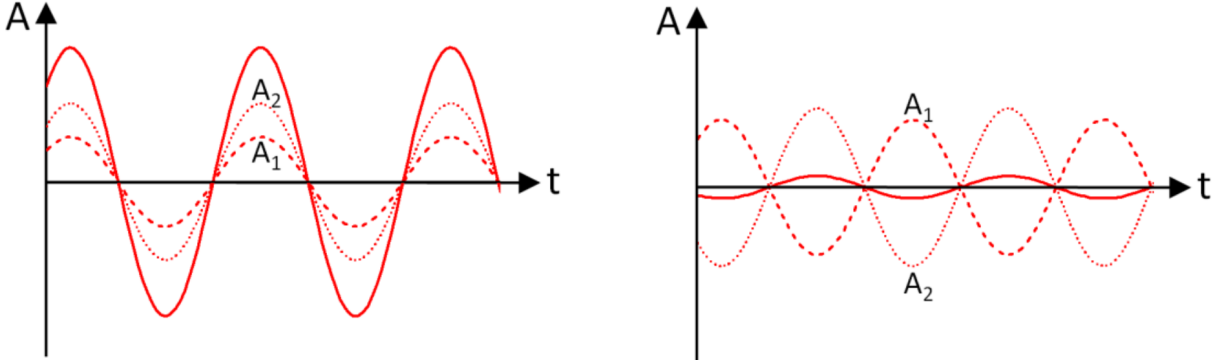
2.2.2 Wellen-Teilchen-Dualismus

Das Licht hat außer seinen Welleneigenschaften, die sich in Beugung, Interferenz und auch Polarisation ausdrücken, auch ein Teilchenaspekt, der besonders bei Emissions- und Absorptionsvorgängen von Licht zur Geltung kommt. Dabei behandelt man Licht wie einen Strom von Lichtteilchen. Die Lichtquanten besitzen eine Energie $E = h \cdot \nu$ (mit h : Plank'sches Wirkungsquantum, ν : Frequenz der Wellen), besitzen aber keine Ruhemasse. Ebenso wie man dem Licht Teilcheneigenschaften zuschreibt, muss man auch den Materieteilchen Welleneigenschaften zuschreiben.

2.3 Interferenz

Definition 2.3.1: Interferenz

Treffen an einem Ort x mehrere Wellen aufeinander, so überlagern sie sich, und es entsteht eine resultierende Welle, deren Auslenkung $A(x, t)$ sich zu jedem Zeitpunkt t durch Addition der Einzelauslenkungen $A_1(x, t), A_2(x, t), \dots$ ergibt. Diese Art der Überlagerung nennt man lineare Superposition. Der ganze Vorgang wird als Interferenz bezeichnet.



Da Licht eine elektromagnetische Welle ist, addieren sich hier die momentanen Feldstärken \vec{E} und \vec{B} der Welle vektoriell.

2.3.1 Konstruktive Interferenz

Teilt man eine Welle auf und führt die beiden Teilwellen später wieder zusammen, so ergibt sich der Phasenunterschied aus der Differenz der zurückgelegten Wege beider Wellen, dem Gangunterschied Δx . Entspricht der Gangunterschied einem Vielfachen der Wellenlänge, so sind beide Teilwellen wieder gleichphasig:

$$\Delta x = n \cdot \lambda, \quad n \in \mathbb{N}$$

2.3.2 Destruktive Interferenz

Beträgt der Gangunterschied ein Vielfaches der Wellenlänge + eine halbe Wellenlänge, so sind die beiden Teilwellen gegenphasig:

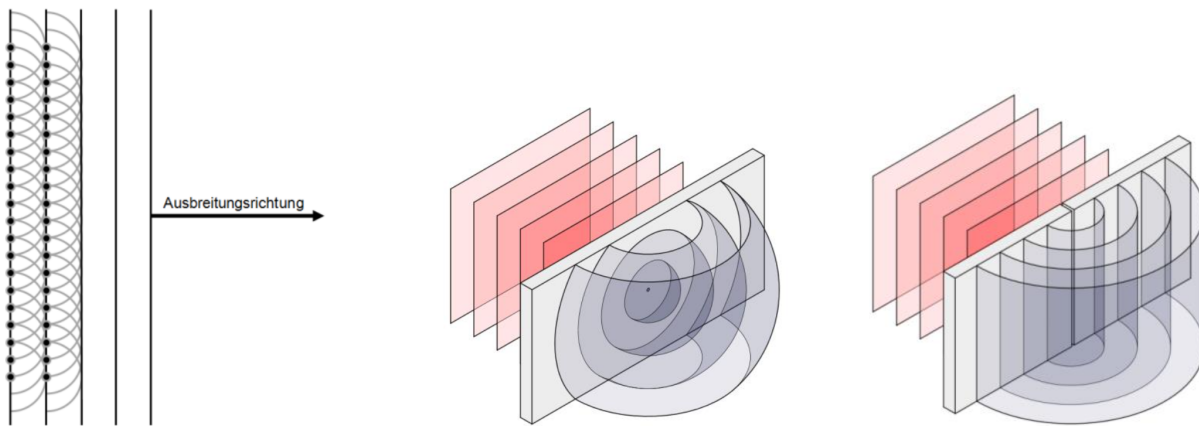
$$\Delta x = (2n + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad n \in \mathbb{N}$$

2.4 Huygens'sches Prinzip und Beugung

Mit dem Huygens'schen Prinzip lässt sich die Ausbreitung von Wellen, also z.B. das Reflexions- und das Brechungsgesetz anschaulich begründen, und ebenso können Beugungserscheinungen verstanden werden.

Definition 2.4.1: Huygens'sches Prinzip

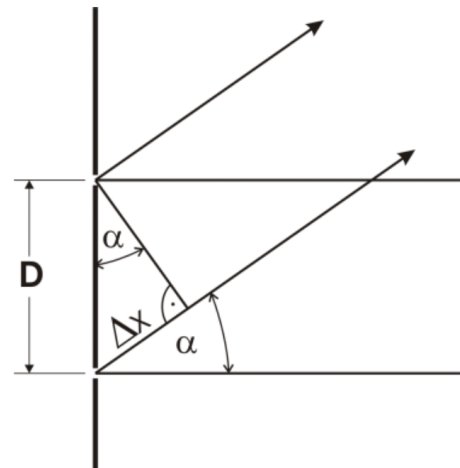
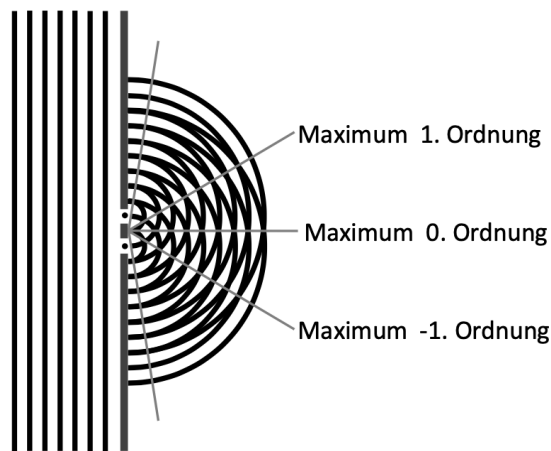
„Jeder Punkt einer Wellenfront kann als Ausgangspunkt einer sekundären Kugelwelle (=Elementarwelle) angesehen werden. Die Einhüllende aller dieser Elementarwellen gibt wiederum die Lage der Wellenfront zu einem späteren Zeitpunkt an.“



2.5 Beugung an Doppelspalt und Gitter

Treffen ebene Wellen ("paralleles Licht") auf eine Anordnung von zwei parallelen Spalten, so kann man Beugungserscheinungen beobachten. Aufgrund der Interferenz der Elementarwellen aus den beiden Spalten, die sich auf einer entfernten Wand überlagern, erscheint dort eine Abfolge von helleren und dunkleren Bereichen (Interferenzmaxima und Interferenzminima).

Wir betrachten eine Kombination von zwei engen Spalten ($b < \lambda$), deren Abstand D aber größer als die Wellenlänge λ ist. Nach dem Huygens'schen Prinzip bilden sich zwei Elementarwellen mit dem Abstand D aus, die miteinander interferieren. An den Schnittpunkten der beiden Wellenflächen trifft jeweils ein Wellenberg der einen mit einem Wellenberg der anderen Elementarwelle zusammen und so ergeben sich Ausbreitungsrichtungen konstruktiver Interferenz (hier als graue Linien gezeigt).



Der Gangunterschied für den Spaltenabstand D und die Ausbreitungsrichtung α beträgt:

$$\Delta x = D \cdot \sin \alpha$$

2.5.1 Konstruktive Interferenz

Für eine konstruktive Interferenz muss der Gangunterschied ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge λ sein, damit beide Wellen gleichphasig sind:

$$\Delta x = n \cdot \lambda$$

Damit ergibt sich die Bedingung für Interferenz-Maxima beim Doppelspalt:

$$D \cdot \sin \alpha_n = n \cdot \lambda, \quad \text{mit } n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

2.5.2 Destruktive Interferenz

Dementsprechend muss der Gangunterschied für Auslöschung (Interferenzminima) ein ungeradzahliges Vielfaches von $\frac{\lambda}{2}$ sein:

$$\Delta x = (2n + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}$$

Interferenz-Minima beim Doppelspalt treten also in Richtung α_n auf, für die gilt:

$$D \cdot \sin \alpha_n = (2n \pm 1) \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots$$

2.5.3 Welleneinfluss

Für die Interferenzfigur eines Gitters mit sehr vielen Spalten sind die Maxima extrem schmal und durch breite, praktisch dunkle Gebiete voneinander getrennt.

Anhand der Winkelbedingung für die Maxima

$$d \cdot \sin \alpha_n = n \cdot \lambda, \quad \text{mit } n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

wird klar, dass für blaues Licht die Beugungsmaxima unter kleineren Winkeln erscheinen als für rotes Licht => Spektralanteilerlegung.

2.6 Messung des Beugungswinkels

Aus den Beugungswinkeln kann bei bekannter Wellenlänge der Abstand (Gitterkonstante) in einer periodischen Struktur bestimmt werden. Die Gitterkonstante d eines Strichgitters gilt bei Betrachtung der konstruktiven Interferenz die folgende Formel:

$$d = \frac{n\lambda}{\sin \alpha_n} \quad \text{mit } n = \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots$$

α_n ist dabei der Beugungswinkel zwischen der nullten und n -ten Beugungsordnung.

Die Beugungswinkel α könnten mit einem Winkelmesser bestimmt werden. Besser ist es jedoch, die Winkel mittels zweier Längenmessungen und der Tangentenfunktion zu bestimmen. Es wird der Abstand a_n der beiden Maxima gleicher Ordnung auf dem Schirm und der Abstand L zwischen Gitter und Schirm gemessen: $\tan \alpha_n = \frac{a_n}{L}$. Somit erhält man für die Gitterkonstante d die folgende Beziehung:

$$d = \frac{n\lambda}{\sin \left(\arctan \left(\frac{a_n}{2L} \right) \right)}$$

Für kleine Winkel gilt $\tan \alpha_n \cong \sin \alpha_n$. Daraus ergibt sich mit der Kleinwinkelnäherung eine sehr einfache Formel für die Gitterkonstante d :

$$d = \frac{2n\lambda L}{a_n}$$

Dies gilt analog auch für den Doppelspalt und Einzelspalt.

3 Versuchsdurchführung und Auswertung

3.1 Versuch 1 - Strukturaufklärung

3.1.1 Versuchsaufbau und -durchführung

In diesem Versuch soll die Gitterkonstante g eines optischen Gitters bestimmt werden. Dazu wird ein HeNe-Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ verwendet (In allen folgenden Versuchen, in denen ein Laser verwendet wird, handelt es sich um diesen Laser und damit auch um die gleiche Wellenlänge und wird dementsprechend nicht erneut angegeben). Dieser stellt dabei eine kohärente Lichtquelle dar, strahlt also paralleles Licht aus. Dieses Licht wird nun senkrecht auf das Gitter gerichtet, welches sich senkrecht zu Wand befindet. Der Wand dient hier als Schirm. Aus der Lage der Beugungsmaxima lässt sich nun bei bekannter Wellenlänge die Gitterkonstante g bestimmen. Dazu wird der Abstand L zwischen Wand und Gitter gemessen und die Abstände zwischen den Beugungsmaxima gleicher Ordnung. Die Gitterkonstante g ergibt sich dann aus der folgenden Formel:

$$g = \frac{2n\lambda L}{a_n}$$

Es kann diese Formel verwendet werden, da die Beugungswinkel sehr klein sind und somit die Kleinwinkelnäherung verwendet werden kann.

3.1.2 Ergebnisse

In der folgenden Tabelle sind die Messwerte mit den dazugehörigen Gitterkonstanten aufgelistet. Die Gitterkonstante wurde dabei für die erste und zweite Ordnung bestimmt.

	Abstand a_n	Abstand L	Gitterkonstante g_n
$n = 1$	19,0 cm	150,0 cm	9,99 μm
$n = 2$	38,3 cm	150,0 cm	9,91 μm

Der Mittelwert der Gitterkonstanten beträgt $g = 9,95 \mu\text{m}$.

Der angegebene Wert der Gitterkonstante beträgt $g = 10 \mu\text{m}$.

3.1.3 Fehlerberechnung

Die Messfehler sind mit $\Delta L = 5 \text{ mm}$ und $\Delta a_n = 2 \text{ mm}$ vorgeben. Diese lassen sich auf das ungenaue Messen mit dem Lineal und unschärfe des Laserstrahls zurückführen. Der Fehler berechnet sich dann mit der Formel für den Größtfehler:

$$\Delta g = \left| \frac{2 \cdot n \cdot \lambda}{a_n} \right| \cdot \Delta L + \left| \frac{2 \cdot n \cdot \lambda \cdot L}{a_n^2} \right| \cdot \Delta a_n$$

Der Fehler der Gitterkonstante beträgt dann für erste und zweite Ordnung:

Ordnung	Fehler Δg
$n = 1$	$6,33 \mu\text{m}$
$n = 2$	$12,66 \mu\text{m}$

Daraus folgt ein mittlerer größter Fehler von $\approx 9,5 \mu\text{m}$ und dadurch eine resultierende Gitterkonstante von $g = 9,95 \pm 12,66 \mu\text{m}$.

3.2 Versuch 2 - Bestimmung Spurweite einer CD

3.2.1 Versuchsaufbau und -durchführung

Der Versuchsaufbau ist identisch zum Aufbau von Versuch 1. Allerdings wird eine CD anstelle eines optischen Gitters verwendet. Der restliche Aufbau bleibt gleich.

Da der Beugungswinkel bei der CD um einiges größer ist als bei Versuch 1, wird der Abstand L zwischen CD und Wand um vieles verringert um die Beugungsmaxima überhaupt beobachten zu können. Zudem kann die Kleinwinkelnäherung nicht mehr verwendet werden. Die Spurweite d ergibt sich dann aus der Formel:

$$g = \frac{n \cdot \lambda}{\sin(\tan(\frac{a_n}{2L}))}$$

3.2.2 Ergebnisse

	Abstand a_n	Abstand L
$n = 1$	$34,0 \pm 0,1 \text{ cm}$	$39,5 \pm 0,1 \text{ cm}$

Mit obiger Formel ergibt sich für die Spurweite $g \approx 1,60 \mu\text{m}$.

Der Literaturwert für die Spurweite einer CD beträgt $g = 1,60 \mu\text{m}$.

3.3 Versuch 3 - Spektralanalyse

3.3.1 Versuchsaufbau- und durchführung

Im ersten Teil des Versuchs werden mit Hilfe eines optischen Gitters die Wellenlängen der Spektrallinien einer Gasentladungslampe bestimmt. Dazu wird die Gasentladungslampe anstatt des Lasers aus Versuch 1 verwendet. Die Reihenfolge der Bauteile für diesen Versuch sieht wie folgt aus: Nach der Gasentladungslampe kommt erst ein Kondensorlinsensystem. Danach ein Spalt und danach eine Kollimatorlinse mit einer Brennweite von $f = 130 \text{ mm}$. Der Spalt muss so zwischen den beiden Linsen/Linsensystemen positioniert werden, dass das Licht den Spalt gut ausleuchten und am besten im Brennpunkt des Linsensystem steht. Trifft danach das Licht auf die Kollimatorlinse wird es parallelisiert. Danach kommt das optische Gitter. Das Gitter wird so positioniert, dass das Licht senkrecht auf das Gitter trifft. Als Schirm wird wieder die Wand benutzt.

Im zweiten Teil des Versuchs wird mit Hilfe eines Faseroptik-Spektrometers die Wellenlängen der Spektrallinien der Gasentladungslampe bestimmt. Dazu wird das Faseroptik-Spektrometer direkt in das Licht der Gasentladungslampe gehalten. Die Wellenlängen werden dann auf einem Computer angezeigt.

3.3.2 Ergebnisse

Ist der Versuch richtig aufgebaut, sollten auf dem Schirm mehrere Streifen an Farben zu sehen sein: rot/orange, grün, blau und „hellblau“. Hellblau ist allerdings nur zu sehen, da die Wand, bzw. das Blatt Papier, welches als Schirm dient UV-Strahlen reflektiert und es dadurch sichtbar macht. Die anderen Farben sind die Spektrallinien der Gasentladungslampe. Die Wellenlängen der Spektrallinien lassen sich mit der Formel aus Versuch 1 bestimmen:

$$\lambda = \frac{a_n \cdot g}{2nL}$$

Die folgenden Werte sind die Messungen der Abstände a_n zwischen den Beugungsmaxima der jeweiligen Farbe und der Abstand L zwischen Gitter und Schirm. Die Ergebnisse sind in der letzten Spalte der Tabelle aufgelistet.

Farbe	Abstand a_{Farbe}	Abstand L	Wellenlänge λ_{Farbe}
Orange	$15,2 \pm 0,1 \text{ cm}$	$130,3 \pm 0,1 \text{ cm}$	583,3 nm
Grün	$14,3 \pm 0,1 \text{ cm}$	$130,3 \pm 0,1 \text{ cm}$	548,7 nm
Blau	$11,4 \pm 0,1 \text{ cm}$	$130,3 \pm 0,1 \text{ cm}$	437,5 nm
Hellblau	$9,8 \pm 0,1 \text{ cm}$	$130,3 \pm 0,1 \text{ cm}$	376,1 nm

Die folgende Tabelle zeigt nun die Wellenlängen der Spektrallinien der Gasentladungslampe, welche mit dem Faseroptik-Spektrometer gemessen wurden, die berechneten Werte aus dem ersten Teil und die Literaturwerte:

Farbe	Wellenlänge (Spektrometer)	Wellenlänge (berechnet)	Wellenlänge (Literatur)
Orange	580 nm	583,3 nm	579 nm
Grün	547 nm	548,7 nm	546 nm
Blau	436 nm	437,5 nm	435 nm
Hellblau	366 nm	376,1 nm	366 nm

Alle Werte, mit Ausnahme des berechneten Wertes für die hellblaue Spektrallinie, liegen im Fehlerbereich der Literaturwerte. Der berechnete Wert für die hellblaue Spektrallinie liegt allerdings um 10 nm über dem Literaturwert. Dieser Fehler lässt sich auf die Ungenauigkeit des Messens mit dem Lineal zurückführen. Die hellblaue Spektrallinie ist sehr schwach und somit schwer zu erkennen.

3.4 Versuch 4 - Beugungserscheinungen am Einzelspalt

3.4.1 Versuchsaufbau und -durchführung

Für den ersten Teil des Versuchs wird erneut ein ähnlicher Aufbau gewählt wie in Versuch 1. Allerdings wird diesmal kein optisches Gitter benutzt sondern ein Objekthalter, in welchem einmal 7 verschieden große Linien und einmal 7 verschieden große Spalten zu erkennen sind. Die Spalte und die Linien sind immer gleich groß. Die Frage die nun geklärt werden soll, ist, was sich ändert, wenn man den Laser durch die unterschiedlich großen Spalte scheint.

Für den zweiten Teil wird der gleiche Aufbau verwendet. Es soll die Breite des Spaltes, bzw. die Breite der Linie bestimmt werden und mit den Herstellerangaben verglichen werden. Dazu wird der Abstand L zwischen Spalt und Schirm gemessen und die Abstände a_1 zwischen den Beugungsmaxima für die Spalt- bzw. Linienbreiten 40, 80 und 150 μm . Die Breite des Spaltes bzw. der Linie ergibt sich dann aus der Formel:

$$g = \frac{2\lambda L}{a_1}$$

Zusätzlich soll die Frage geklärt werden, worin der Unterschied im Beugungsbild zwischen einem Spalt und einer Linie besteht.

3.4.2 Ergebnisse

Im ersten Teil soll der visuelle Unterschied zwischen dem Beugungsbild eines Spaltes und einer Linie beobachtet werden. In den Beugungsbildern sind die Beugungsmaxima der ersten 15 bis 25 Maxima zu sehen. Es lässt sich beobachten, dass die beobachtbaren Punkte der Beugungsmaxima mit abnehmender Spaltbreite immer länglicher werden.

Im zweiten Teil soll die Breite des Spaltes bzw. der Linie bestimmt werden. Dazu macht es Sinn zuerst die Frage zu klären, worin der Unterschied im Beugungsbild zwischen Spalt und Linie liegt. Es lässt sich erkennen, dass die

Beugungsbilder von Spalt und Linie bei gleicher Breite/Dicke komplett identisch sind. Das liegt daran, dass das Licht an einer Kante gebeugt wird. Damit ist es egal, ob es sich um eine Spalte oder eine Linie handelt.

Die Messwerte sind in der folgenden Tabelle aufgelistet:

Breite (Herstellerangabe)	Abstand a_1	Abstand L	Breite (berechnet)
40 μm	$4,6 \pm 0,1 \text{ cm}$	$150 \pm 0,1 \text{ cm}$	41,3 μm
80 μm	$2,4 \pm 0,1 \text{ cm}$	$150 \pm 0,1 \text{ cm}$	79,1 μm
150 μm	$1,3 \pm 0,1 \text{ cm}$	$150 \pm 0,1 \text{ cm}$	146,0 μm

Die berechneten Werte liegen im Fehlerbereich der Herstellerangaben, bzw. kommen diesen sehr nahe. Die Abweichungen lassen sich auf die Ungenauigkeit des Messens mit dem Lineal zurückführen.

3.5 Versuch 5 - Beugungerscheinung an einem Haar

3.5.1 Versuchsaufbau und -durchführung

In diesem Versuch wird erneut ein ähnlicher Aufbau wie in Versuch 1 verwendet. Allerdings wird diesmal ein Haar anstatt eines optischen Gitters verwendet. Das Haar wird dabei senkrecht in ein Objekthalter gespannt und an die Stelle platziert, an der vorher der Laser stand. Es soll nun anhand der Beugungsmaxima die Dicke des Haares bestimmt werden. Dazu wird der Abstand L zwischen Haar und Schirm gemessen und der Abstand a_1 . Die Dicke des Haares ergibt sich aus der Formel:

$$g = \frac{2\lambda L}{a_1}$$

3.5.2 Ergebnisse

Die Messwerte sind in der folgenden Tabelle aufgelistet:

Abstand a_1	Abstand L	Dicke (berechnet)
$2,3 \pm 0,1 \text{ cm}$	$150 \pm 0,1 \text{ cm}$	82,5 μm

Die berechnete Dicke des Haares stimmt mit online recherchierten Werten überein. Die Abweichung lässt sich auf die Ungenauigkeit des Messens mit dem Lineal zurückführen.

3.6 Versuch 6 - Modellversuch zum Auflösungsvermögen des Mikroskops

In diesem Versuch erfolgt eine Erweiterung der Anordnung durch die Integration einer Objektivlinse unmittelbar hinter dem Gitter. Diese Linse dient dazu, die Lichtpunkte der Maxima so zu fokussieren, dass sie aufeinander liegen. Zusätzlich wird eine Okularlinse in der Nähe der Wand platziert, um das entstehende Bild zu vergrößern. Zur gezielten Steuerung des Lichtflusses setzen wir eine Aperturblende ein. Zunächst werden alle Maxima der Ordnung 0, mit Hilfe einer Blende, gezielt ein und ausgeblendet was das Bild verändert.

3.6.1 Beobachtung

In der anfänglichen Konfiguration wird die Blende vollständig geöffnet, was dazu führt, dass das Beugungsbild des Gitters in seiner Gesamtheit auf der Wand abgebildet wird. Die resultierenden Punkte auf der Wand erscheinen nun groß und unscharf, wobei die Struktur des Gitters erkennbar ist. Bei schrittweisem Schließen der Blende, bis lediglich das Maximum der 0. Ordnung sichtbar wird, verschwindet auch die Abbildung des Gitters auf der Wand. Durch erneutes Verlagern der Blende, um das Maximum der 1. Ordnung sichtbar zu machen, wird wiederum die Gitterstruktur auf der Wand sichtbar.

Diese Beobachtungen verdeutlichen, dass die abgebildete Gitterstruktur maßgeblich von der Anzahl der eingeblendeten Maxima abhängt. Folglich nimmt die Bildqualität mit einer höheren Anzahl von Maxima zu. Interessanterweise liefert das Maximum der 0. Ordnung keine relevanten Bildinformationen und trägt somit nicht zur Wiedergabe der Gitterstruktur bei. Es kann daher als bedeutungslos für das Bild des Gitters betrachtet werden.

3.6.2 Auflösungsvermögen verbessern

Die Erhöhung des Auflösungsvermögens kann durch verschiedene Methoden realisiert werden, die im Folgenden näher erläutert werden. Eine effektive Strategie besteht in der Reduzierung der Wellenlänge des eingesetzten Lasers. Durch die Verwendung von kürzeren Wellenlängen kann ein geringerer Beugungswinkel erreicht werden, was wiederum zu einer verbesserten Auflösung führt. Dieser Ansatz basiert auf den grundlegenden Beugungseigenschaften des Lichts und ermöglicht eine präzisere Abbildung feiner Strukturen.

Ein weiterer vielversprechender Ansatz zur Steigerung des Auflösungsvermögens besteht in der Verwendung von größeren Linsen, insbesondere zur optimalen Erfassung des Maximals der 1. Ordnung. Die Auswahl von Linsen mit größerem Durchmesser trägt dazu bei, die Detektion und Abbildung dieser Beugungsordnung zu optimieren, was zu einer gesteigerten Bildqualität führt.

Die Implementierung der Immersionsmikroskopie stellt eine weitere Methode dar. Hierbei wird beispielsweise die Verwendung von Wasser als Immersionsmedium auf dem zu untersuchenden Objekt in Betracht gezogen. Durch die höhere Brechzahl des Wassers wird ein kleinerer Beugungswinkel erreicht, was zu einer verbesserten Auflösung führt. Diese präzisere Brechung des Lichts trägt zur Erhöhung des Auflösungsvermögens bei und ermöglicht eine detailliertere Darstellung der zu analysierenden Strukturen.