

PW 5

Wellenoptik

Version vom 3. November 2025

Inhaltsverzeichnis

1 Allgemeine Grundlagen	3
1.1 Licht als Welle	3
1.2 Beugung und das Huygens-Fresnel-Prinzip	4
1.3 Interferenz	5
1.4 Kohärenz	5
1.5 Laser	6
2 Beugung am Einzelspalt	8
2.1 Grundlagen	8
2.2 Aufgabenstellung	10
2.3 Versuchsaufbau und Durchführung	10
3 Beugung am Doppelspalt	11
3.1 Grundlagen	11
3.2 Aufgabenstellung	12
3.3 Versuchsaufbau und Durchführung	12
4 Wellenlängenmessung mit dem Gitter	14
4.1 Grundlagen	14
4.2 Aufgabenstellung	15
4.3 Versuchsaufbau und Durchführung	15
5 Anhang	17
5.1 Spektrallinien	17

1 Allgemeine Grundlagen

1.1 Licht als Welle

Licht kann als elektromagnetische Welle beschrieben werden. Darauf weisen *Interferenz*- und *Beugungsphänomene* hin. Die Vektoren der elektrischen und magnetischen Feldstärke stehen senkrecht aufeinander und auf die Ausbreitungsrichtung (Abbildung 1).

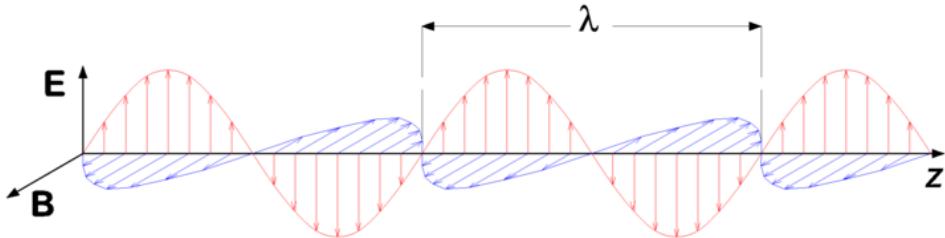


Abbildung 1: Eine linear polarisierte elektromagnetische Welle der Wellenlänge λ . Der Vektor der elektrischen Feldstärke steht normal zum Vektor der magnetischen Feldstärke. Beide sind normal zur Ausbreitungsrichtung entlang der z-Achse. [1]

Meist zieht man zur Beschreibung nur die elektrische Feldstärke E heran und beschreibt sie als ebene harmonische Welle (Abbildung 1)

$$E(x, t) = E_0 \sin(\omega(t - x/c)), \quad (1)$$

wobei x der Ort in Ausbreitungsrichtung, t die Zeit, c die Ausbreitungsgeschwindigkeit und ω die Kreisfrequenz der Welle ist. Manchmal ist aus mathematischen Gründen die komplexe Schreibweise

$$E(x, t) = E_0 e^{i\omega(t-x/c)} \quad (2)$$

günstiger. Lichtgeschwindigkeit c , Frequenz f und Wellenlänge λ sind durch die Gleichung

$$c = \lambda f \quad (3)$$

miteinander verknüpft. Direkt beobachtbar ist nur die Intensität I sie ist dem zeitlichen Mittel des Betragsquadrats der Feldstärke proportional, also

$$I \propto \langle |E(x, t)|^2 \rangle = \langle E(x, t) E^*(x, t) \rangle. \quad (4)$$

1.2 Beugung und das Huygens-Fresnel-Prinzip

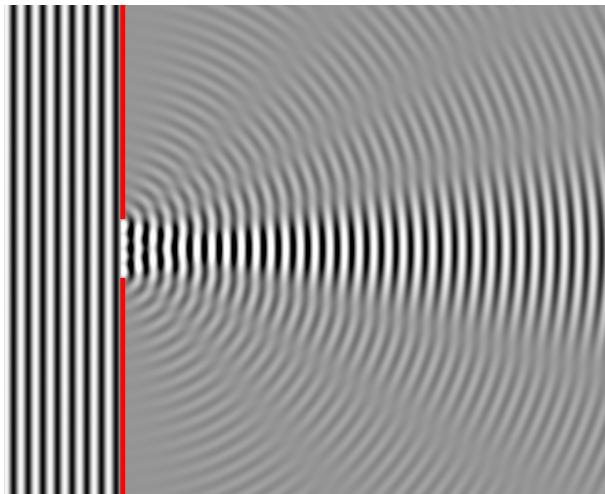


Abbildung 2: Wellenfronten vor und hinter einem Schlitz, dessen Breite der vierfachen Wellenlänge entspricht. [2] Der Unterschied zwischen der Intensitätsverteilung knapp hinter dem Spalt (Nahfeldbeugung) und weit vom Spalt entfernt (Fernfeldbeugung) ist deutlich zu sehen.

Beugung ist definiert als das Eindringen einer Welle in einen Bereich, der eigentlich durch ein Hindernis abgeschirmt ist. Eine Erklärung liefert das Huygens-Fresnel-Prinzip. Es besagt, dass jeder Punkt einer bestehenden Wellenfront Ausgangspunkt einer neuen kugelförmigen Elementarwelle ist, die die gleiche Ausbreitungsgeschwindigkeit und Frequenz wie die ursprüngliche Wellenfront hat. Die Wellenfront zu einem späteren Zeitpunkt kann aus der vorherigen durch Überlagerung der Elementarwellen unter Berücksichtigung ihrer relativen Intensitäten und Phasen bestimmt werden. So ergibt sich z.B. aus einer ungestörten ebenen Wellenfront auch weiterhin eine ebene Welle. Wird die Wellenfront gestört, wie zum Beispiel durch eine Wand mit einer einzigen Öffnung deren, Breite $b < \lambda$ ist, so bleibt nur diese Öffnung als Ausgangspunkt einer kugelförmigen Elementarwelle übrig, und diese breitet sich hinter dem Schirm in alle Richtungen aus.

Man muss zwei Fälle unterscheiden, die auch in Abbildung 2 zu sehen sind: Ist der Punkt der Überlagerung der Elementarwellen weit von einer Öffnung entfernt, so kann die von der Öffnung ausgehende Wellenfront als eben angenommen werden. Diese Art der Beugung wird auch *Fraunhofer- oder Fernfeldbeugung* genannt. Ist der Beobachtungspunkt jedoch nahe des Ausgangspunktes, so kann die Krümmung der Wellenfronten der kugelförmigen Elementarwellen nicht mehr ignoriert werden. Diese Art der Beugung nennt man *Fresnel- oder Nahfeldbeugung*.

Bei den in dieser Übungseinheit zu bearbeitenden Versuchen soll der Abstand immer so groß gewählt werden, dass Fraunhoferbeugung auftritt und diese Annahme als Grundlage für die folgenden theoretischen Überlegungen dient.

1.3 Interferenz

Überlagern sich zwei oder mehr Wellen, so tritt *Interferenz* ein. Je nach ihrer Phasenlage verstärken oder schwächen die Wellen einander. Im Fall von zwei Wellen können diese durch

$$E_1(x, t) = E_{01} e^{i\omega(t-x/c)} \quad \text{und} \quad E_2(x, t) = E_{02} e^{i(\omega(t-x/c)+\delta)}$$

beschrieben werden, wobei $\delta = 2\pi \Delta x / \lambda$ die Phasenverschiebung der zweiten Welle gegenüber der ersten Welle ist. Δx ist die Wegdifferenz der beiden Wellen von ihrem Ausgangspunkt zum Punkt der Interferenz.

Da sich elektrische Feldstärken ungestört überlagern, erhält man am Ort x zur Zeit t die Feldstärke

$$E(x, t) = (E_{01} + E_{02} e^{i\delta}) e^{i\omega(t-x/c)} \quad (5)$$

die einer Intensität

$$I \propto (E_{01} + E_{02} e^{i\delta}) (E_{01} + E_{02} e^{-i\delta}) = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\delta) \quad (6)$$

entspricht. Drückt man die reellen Amplituden E_{01} und E_{02} der Intensitäten I_1 und I_2 der Einzelwellen aus, so folgt

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\delta). \quad (7)$$

Die Gesamtintensität ist also nicht gleich der Summe der Intensitäten der Einzelwellen, sondern ist infolge des Interferenzgliedes $\sqrt{I_1 I_2} \cos(\delta)$ entsprechend der Phasenverschiebung δ größer oder kleiner. Ein $\delta = 2k\pi$ entspricht einer Wegdifferenz von $k\lambda$, ein $\delta = (2k+1)\pi$ einer Wegdifferenz von $(k+1/2)\lambda$, wobei k eine ganze Zahl ist und die *Ordnung* der Interferenz genannt wird.

1.4 Kohärenz

Alle diese Überlegungen gelten für räumlich und zeitlich unbegrenzte Wellen. Erfahrungsgemäß lassen sich aber Interferenzexperimente mit Licht aus getrennten Lichtquellen oder mit Licht von verschiedenen Stellen einer ausgedehnten Quelle nicht ausführen. Das hat seine Ursache darin, dass Licht aus räumlich und zeitlich begrenzten Wellengruppen besteht, deren Länge man als Kohärenzlänge bezeichnet.

Für den einfacheren Fall einer punktförmigen Lichtquelle lassen sich die *Bedingungen für Kohärenz* wie folgt formulieren:

- Es muss hinreichende Überlappung der Wellengruppen im Beobachtungsgebiet vorliegen, d.h. die Wegdifferenz der interferierenden Wellen muss kleiner als die Kohärenzlänge sein. Das bedeutet natürlich auch, dass die Wellenlänge und Schwingungsebene übereinstimmt.
- Die Phasenverschiebung darf sich zeitlich nicht ändern, damit das Interferenzbild während der Beobachtungszeit konstant bleibt.

Beide Bedingungen lassen sich durch Aufspalten einer Wellengruppe in zwei oder mehr Teile realisieren.

1.5 Laser

Während in gewöhnlichen Lichtquellen *spontane* Emission von Photonen vorherrscht, d.h. alle Atome unabhängig von einander Licht aussenden, dominiert bei *Lasern*¹ die *induzierte* Emission.

Die Wirkungsweise eines Lasers als Quelle für kohärente elektromagnetische Strahlung beruht darauf, dass in einem geeigneten Stoff, einem aktiven *Medium*, z.B. einem Helium-Neon-Gasmisch, einem Rubinstab oder einem Halbleiter, durch äußere Anregung – den Pumpprozess – eine *Besetzungsinvolution* erzeugt werden kann. Im Gegensatz zum thermischen Gleichgewicht sind dann mehr Atome im angeregten, energetisch höheren Zustand als im Grundzustand. Befindet sich das aktive Medium in einem *optischen Resonator*, so führt ein spontaner Übergang vom angeregten Zustand in den Grundzustand zur induzierten (erzwungenen) Emission weiterer Photonen. Im einfachsten Fall befindet sich das aktive Medium zwischen zwei planparallelen Spiegeln. Durch diese Rückwirkung werden alle Atome durch das Strahlungsfeld gekoppelt, die atomaren Dipole senden synchron Licht aus. Laser stellen daher räumlich einheitlich schwingende Lichtquellen sehr großer Kohärenzlänge dar. Auch Licht von unterschiedlichen Stellen des Lasers ist interferenzfähig.

Die von einem Laser erzeugte Strahlung ist charakterisiert durch räumliche und zeitliche Kohärenz, durch hohe spektrale Energiedichte, durch gute monochromatische Eigenschaften, durch große Amplitudenstabilität und durch geringe Divergenz des Strahls. Diese Eigenschaften bedeuten, dass die Wellenfront eines Lasers als eben angesehen werden kann und seine Beugungs- und Interferenzerscheinungen im Allgemeinen in der Fraunhofer'schen Näherung beschrieben werden können.

Laserstrahlen sind aufgrund der Bauweise oder Eigenschaften der verwendeten Bauteile oft überwiegend linear polarisiert.

Blickt man in einen Laserstrahl, so kann es zu Augenschäden kommen. Daher:



Weder direkt in den Laserstrahl noch in einen von spiegelnden Flächen reflektierten Strahl blicken. Um bei den folgenden Versuchen Schäden zu vermeiden, sind folgende Regeln zu beachten.

- Bedenken Sie, dass andere Studierende ebenfalls Experimente ausführen. Vergewissern Sie sich daher immer wieder, dass Ihre Nachbar(n|innen) nicht mit einem Laser in Ihre Richtung zielen.
- Justieren Sie Ihren Laser so, dass der Laserstrahl niemals andere Studierende treffen kann. Z.B.: die Austrittsöffnung des Laser sollte parallel zur optischen Schiene sein und auf einen auf der Schiene angebrachten Schirm zielen.
- Der Laser darf nur dann eingeschalten werden, wenn dies für das Feinjustieren oder Messen notwendig ist und muss danach gleich wieder ausgeschaltet werden. Ist der Laser eingeschalten, so beträgt die optische Ausgangsleistung 0.2 mW. Führen Sie die Grobjustierung oder das Auswechseln von Teilen immer bei *ausgeschaltetem* Laser durch.
- Zur Durchführung der Messung können Sie die optische Ausgangsleistung des Lasers

¹Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

durch Drücken des Ferntasters auf 1.0 mW erhöhen.

- Geräte mit Ablesemarkierungen, z.B. Verschiebereiter oder Polarisatoren, sind so aufzustellen, dass man beim Ablesen nicht in Richtung Laser blicken muss.

2 Beugung am Einzelspalt

2.1 Grundlagen

Fällt Licht senkrecht auf einen Spalt, so breitet es sich nach dem Durchgang nicht mehr nur in der ursprünglichen Richtung aus, sondern wird auch „seitwärts“ abgelenkt (*Beugung*). Setzen wir Fraunhofer’sche Beugung voraus, dann beobachtet man auf einem Schirm hinter dem Spalt eine Abfolge heller und dunkler Streifen, die durch Interferenz der Teilstrahlen entstehen. Die Winkel, in denen die Maxima und Minima der Intensität auftreten, kann man auf einfache Weise ableiten.

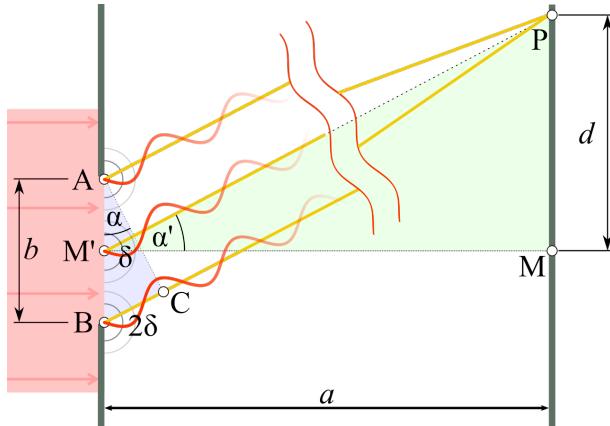


Abbildung 3: Beugung am Einzelspalt der Breite b . (Die Graphik basiert auf [3])

Denken Sie sich das gesamte Lichtbündel, das durch einen Spalt tritt, in zwei Teile aufgespalten (Abbildung 3) – jenen von A bis M' und jenen von M' bis B. Beträgt die Wegdifferenz 2δ zwischen den beiden Randstrahlen genau λ , dann gibt es zu jedem Strahl in der oberen Hälfte genau einen Strahl in der unteren Hälfte, der eine Wegdifferenz von $\lambda/2$ hat. Dies entspricht einer Phasendifferenz $\delta = \pi$ und ergibt *destruktive Interferenz* (Auslöschung). Gleiches gilt für alle 2δ , die ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge sind. Die Bedingung für das Auftreten von Intensitätsminima (bei den Winkeln $\alpha_{\min,n}$) lautet folglich

$$b \sin(\alpha_{\min,n}) = n\lambda \quad \{n \in \mathbb{N} \mid n \leq \lfloor b/\lambda \rfloor\}, \quad (8)$$

wobei b die Breite des Spaltes bedeutet und von der geometrischen Beziehung $2\delta = b \sin(\alpha)$ Gebrauch gemacht wurde.



In den Zusatzinformationen zu diesem Beispiel finden Sie auch eine interaktive Simulation der Beugungseffekte an einem Einzelspalt, Doppelspalt oder Gitter.

Die Maxima der Intensität erhält man mit folgender Überlegung: Teilt man das Strahlbündel in 3 Teile und ist $2\delta = 3/2 \lambda$, so löschen sich die Strahlen in den ersten zwei Bereichen wieder aus, da es für jeden Strahl im ersten Drittel einen Strahl im zweiten

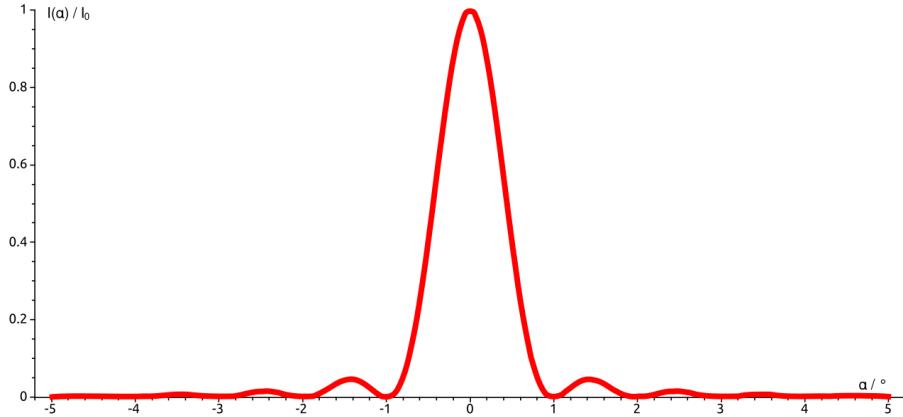


Abbildung 4: Relative Intensität $I/I(0)$ des Lichtes nach dem Durchgang durch einen Spalt als Funktion des Ablenkungswinkels α . [4] Man beachte: in der Praxis gilt meist $b \gg \lambda$, daher ist $\sin(\alpha) \approx \alpha$.

Drittel mit einer Phasendifferenz von $\delta = \pi$ gibt. Übrig bleibt die Intensität der Strahlen im dritten Drittel, die auf dem Schirm ein Intensitätsmaximum erzeugen. Verallgemeinert lautet die Bedingung für das Auftreten von Maxima (bei Winkeln $\alpha_{\max,n} \neq 0$)

$$b \sin(\alpha_{\max,n}) = \frac{2n+1}{2} \lambda \quad \{n \in \mathbb{N}_0 \mid n \leq \lfloor b/\lambda - 1/2 \rfloor\}. \quad (9)$$

Da die rechte Seite in den Gleichungen 8 und 9 damit eine Lösung existiert nicht größer als die linke Seite sein darf, gilt: Ist $b < \lambda$, so gibt es keinen Winkel, der Gleichung 8 erfüllt, also auch keine Intensitätsminima und folglich auch keine Maxima. So schmale Spalte werden zum Ausgangspunkt von Zylinderwellen, leuchten also den Halbraum hinter dem Spalt ohne Beugungsstreifen relativ gleichmäßig aus.



Abbildung 5: Beugungsmuster eines senkrechten Einzelpaltes bei Beleuchtung mit einer Punktquelle.

Die Berechnung der Intensität $I(\alpha)$ hinter dem Spalt erfordert etwas mehr mathematischen Aufwand [5]. Hier genügt es, das Ergebnis zu diskutieren. Abbildungen 4 und 5 zeigen, dass der Großteil der Intensität bei $\alpha = 0$ liegt und die Minima periodisch bei Vielfachen von λ/b auftreten.

2.2 Aufgabenstellung

1. Vermessen Sie das Beugungsbild hinter einem mit monochromatischem Licht beleuchteten Einzelspalt.
2. Berechnen Sie die Spaltbreite aus den Minima der Beugung.

2.3 Versuchsaufbau und Durchführung

Der Einzelspalt wird mit hochkohärentem und parallelem Licht (Strahldivergenz = 0.5 mrad, Wellenlänge = 635 nm) eines Dioden-Lasers beleuchtet. Das entstehende Beugungsbild (siehe Abbildung 5) wird auf einem Schirm aufgefangen und ausgemessen. Ein einfaches weißes, kariertes Blatt, wie z.B. aus einem Kollegblock, ist gut geeignet. Die Abstände der Minima (und eventuell der Maxima) von der 0-ten Ordnung sollen ermittelt werden. Um die Nullpunktsbestimmung der Skala zu umgehen, kann man aufgrund der symmetrischen Ausbildung des Beugungsbildes den Abstand der Minima gleicher Ordnung bestimmen und ihn halbieren.

Laut Gleichung 8 gilt für die Beugungsminima bei einem Einzelspalt die Beziehung (für kleine Winkel $\alpha_{\min,n}$)

$$b \alpha_{\min,n} = n \lambda .$$

Zeichnen Sie für mindestens 6 Ordnungen n ein Diagramm mit Ordinate („y-Achse“) $\alpha_{\min,n}$ und Abszisse („x-Achse“) n . Durch lineare Regression erhält man eine Ausgleichsgerade mit der Steigung λ/b (dimensionslos!) und daraus die gesuchte Spaltbreite b .

3 Beugung am Doppelspalt

3.1 Grundlagen

Bei der Beugung von Licht an einem Doppelspalt nimmt man zunächst sehr schmale Spalte ($b < \lambda$) an, wobei wieder davon ausgegangen wird, dass der Abstand Doppelspalt–Schirm groß genug ist und es sich daher um Fraunhofer-Beugung handelt. Dann gehen von jedem Spalt Elementarwellen (Zylinderwellen) aus, die sich überlagern und interferieren. Die Grundidee ist wieder die gleiche wie beim Einzelspalt. Zu jedem Strahl in der Öffnung A gibt es einen Strahl in der Öffnung B, der genau um den Spaltabstand g verschoben ist. In Abbildung 6 erkennt man, dass die unter dem Winkel α gebeugten Strahlen eine Gangdifferenz von $\delta = g \sin(\alpha)$ besitzen. Bei der Überlagerung auf dem weit entfernten Schirm tritt maximale Verstärkung (Maxima) auf, wenn

$$\delta = k\lambda \text{ bzw. } g \sin(\alpha_{\max,k}) = k\lambda \quad \{k \in \mathbb{N}_0 \mid k \leq \lfloor g/\lambda \rfloor\} \quad (10)$$

beträgt. Vollständige Auslöschung (Minima) beobachtet man für

$$\delta = \frac{2k+1}{2}\lambda \text{ bzw. } g \sin(\alpha_{\min,k}) = \frac{2k+1}{2}\lambda \quad \{k \in \mathbb{N}_0 \mid k \leq \lfloor g/\lambda - 1/2 \rfloor\}. \quad (11)$$

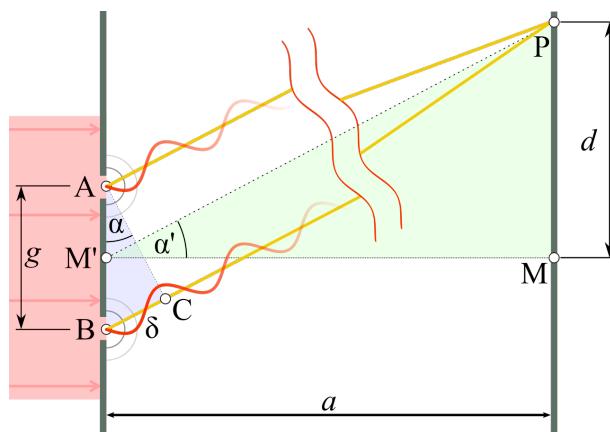


Abbildung 6: Beugung am Doppelspalt. (Die Graphik basiert auf [6].)

Es ist zu beachten, dass k einen bestimmten Größtwert nicht überschreiten kann; es gibt also nur eine endliche Anzahl von Intensitätsmaxima und -minima. Alle Maxima haben, sofern $b < \lambda$ gilt, die gleiche Intensität [5].

Experimentell ist jedoch die Voraussetzung eines sehr schmalen Spaltes ($b \ll \lambda$) bei einem Doppelspalt nicht realisierbar, da die Beugungerscheinungen sonst zu lichtschwach werden. Ist die Breite der Spalte in der selben Größenordnung wie der Spaltabstand g , so wird das Beugungsbild des Doppelspaltes von dem des Einzelspaltes überlagert. $I(\alpha)$ ist für den Fall $g/b \approx 5$ beispielhaft in Abbildung 7 zu sehen.



In den Zusatzinformationen zu diesem Beispiel finden Sie auch eine interaktive Simulation der Beugungseffekte an einem Einzelspalt, Doppelspalt oder Gitter.

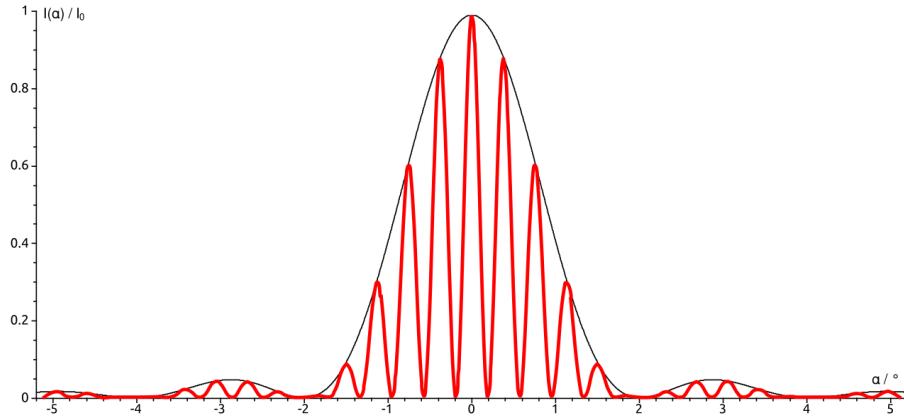


Abbildung 7: Die rote Kurve zeigt die Intensität des Lichtes nach Beugung an einem Doppelspalt. [7] Sie wird durch den Intensitätsverlauf des Einzelpaltes (schwarze Kurve) moduliert.

Die Einhüllende der Maxima in Abbildung 7 (schwarze Kurve) entspricht dem Beugungsbild des Einzelpaltes. Die Minima des Einzelpaltes („Minima I. Klasse“) treten – wie schon bekannt – bei Vielfachen von λ/b auf, die Minima des Doppelspaltes („Minima II. Klasse“) zerteilen gewissermaßen jedes Intensitätsmaximum des Einzelpaltes in „Portionen“ der Größe λ/g . Unter der Annahme, dass unter jenem Winkel, unter dem ein Minimum I. Klasse auftritt, auch das k -te Maximum II. Klasse zu beobachten wäre, können Sie aus den Gleichungen 8 und 10 eine Beziehung zwischen der Breite des Einzelpaltes b , der Ordnung des Maximums k und dem Spaltabstand g herstellen. In Abbildung 7 fällt das erste Minimum I. Klasse in etwa mit dem fünften Maximum II. Klasse zusammen.

3.2 Aufgabenstellung

1. Vermessen Sie das Beugungsbild hinter einem mit monochromatischen Licht beleuchteten Doppelspalt.
2. Berechnen Sie die Spaltbreite aus dem Beugungsmuster des Doppelspaltes.
3. Bestimmen Sie den Spaltabstand aus der Anzahl der Maxima II. Klasse innerhalb des zentralen Maximums I. Klasse.

3.3 Versuchsaufbau und Durchführung

Ebenso wie der Einzelpalt wird der Doppelspalt in den Strahlengang des Dioden-Lasers gebracht. Das am Schirm entstehende Beugungsbild wird analog zum Einzelpalt ausgemessen. Verwenden Sie wieder ein weißes, kariertes Blatt. Zusätzlich erkennt man nun im Beugungsbild des Einzelpaltes Maxima und Minima, welche durch Interferenz von Licht, welches durch die beiden Spalte tritt, entstehen. Dafür ist eine exakt symmetrische Beleuchtung des Doppelspaltes erforderlich. Dies erreicht man durch leichtes Drehen des Lasers bis die Maxima II. Klasse im Maximum I. Klasse deutlich zu erkennen sind.

Bestimmen Sie zunächst die Spaltbreite b analog zum Einzelspalt. Mit Hilfe des erwähnten Zusammenhangs zwischen b und Spaltabstand g bestimmen Sie danach g .

4 Wellenlängenmessung mit dem Gitter

4.1 Grundlagen

Von großer praktischer Bedeutung für die spektrale Zerlegung von Licht ist das *Beugungsgitter*. Es besteht aus einer großen Anzahl paralleler Einzelspalte mit gleichen Abständen, der *Gitterkonstanten* g .

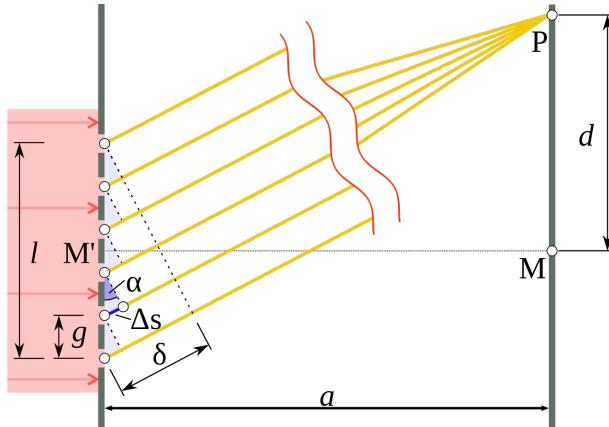


Abbildung 8: Schema der Beugung an einem Gitter. [8]

Neben der Einzelspaltbeugung entstehen durch das gesamte Gitter Auslöschungen und Verstärkungen wie beim Doppelspalt, aber jetzt aufgrund der Interferenz von Wellen jedes Spaltes mit den Wellen seines nächsten, übernächsten, dritt næchsten, ... usw. Nachbarn. Wie beim Doppelspalt erhält man Intensitätsmaxima, wenn der Gangunterschied zwischen den – einander entsprechenden – Strahlen zweier benachbarter Spalte $\delta = \lambda$ beträgt und somit gilt

$$g \sin(\alpha_{\max,k}) = k\lambda \quad \{k \in \mathbb{N}_0 \mid k \leq \lfloor g/\lambda \rfloor\}. \quad (12)$$



In den Zusatzinformationen zu diesem Beispiel finden Sie auch eine interaktive Simulation der Beugungseffekte an einem Einzelspalt, Doppelspalt oder Gitter.

Gleichung 12 wird oft *Gittergleichung* genannt. Nur unter den Winkeln $\alpha_{\max,k}$ tragen alle Spalte zu einem Interferenzmaximum bei. Die Interferenzfigur des Gitters unterscheidet sich von jener des Doppelspaltes dadurch, dass die Maxima extrem schmal sind und durch breite, praktisch dunkle Gebiete getrennt sind (Abbildung 9). Zwischen den Hauptmaxima liegen Nebenmaxima (bzw. auch Nebenminima), wobei diese Maxima intensitätsschwach sind, da bei diesen Winkeln Wellen weit von einander entfernt liegender Spalte einander auslöschen.

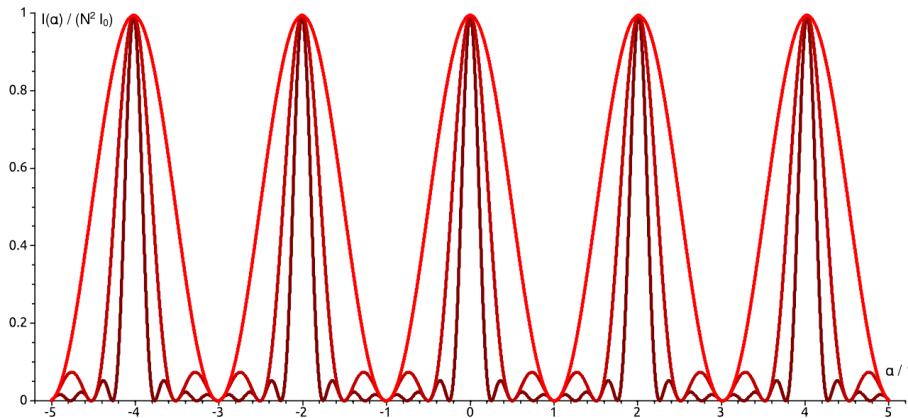


Abbildung 9: Intensitätsverteilung bei der Beugung von monochromatischem Licht an 2, 4 und 8 Spalten – ohne die ebenfalls vorhandene Modulation durch die Spaltbreite der Einzelspalte. Je dunkler die Farbe, desto höher ist die Anzahl der Spalte. Klar zu sehen ist, dass mit steigender Spaltanzahl die Hauptmaxima immer schmäler werden und die Intensität allenfalls vorhandener Nebenmaxima langsam kleiner wird. (Graphik basiert auf [9].)

4.2 Aufgabenstellung

1. Bilden Sie das Beugungsbild eines mit monochromatischem Licht (Laser) beleuchteten Beugungsgitters auf dem Schirm ab.
2. Berechnen Sie die Gitterkonstante aus dem Beugungswinkel (Maximum) 1. Ordnung.
3. Vermessen Sie das Beugungsbild des durch eine Spektrallampe beleuchteten Beugungsgitters, indem Sie die Beugungswinkel der 1., 2. und 3. Ordnung für drei Spektrallinien bestimmen.
4. Bestimmen Sie aus den Beugungswinkeln die Wellenlängen der Spektrallinien.
5. Vergleichen Sie Ihr Ergebnis mit Tabelle 1. Um welches Emissionsspektrum handelt es sich?

4.3 Versuchsaufbau und Durchführung

Die Gitterkonstanten können Sie aus der Herstellerangabe (direkt am Gitter) ableiten.

Für die Bestimmung der Wellenlängen aus dem Beugungsbild einer Spektrallampe verwenden Sie das Spektrometer, dessen Gebrauch Sie bereits beim Beispiel PW3 kennengelernt haben.

Die Messung erfolgt wieder in Fraunhofer'scher Beobachtungsweise, wobei der mit dem Licht der Spektrallampe beleuchtete Spalt eines Kollimatorrohrs (Spalt in der Brennebene der Kollimatorlinse) als Lichtquelle zur Erzeugung des Beugungsspektrums dient. Ein Parallelstrahlenbündel trifft senkrecht auf das Strichgitter. Die Lage der Beugungsbilder (Spektrallinien) wird mit dem Fernrohr vermessen. Zu diesem Zweck ist das Fernrohr mit dem Nonius des Goniometers verbunden. Fokussieren können Sie das Fernrohr am einfachsten auf das unabgelenkte Zentralmaximum. Zur Bestimmung der Beugungswinkel

werden die Linien beiderseits des Zentralmaximums herangezogen. Die Hälfte der Differenz der Richtungen entspricht dem Ablenkwinkel. Die Ablesung muss unter Verwendung des Nonius auf Winkelminuten genau erfolgen. Öffnen Sie zum Auffinden von Linien schwächer Intensität den Beleuchtungsspalt weiter, aber vergessen Sie nicht den Spalt für die eigentlich Messung wieder so weit wie möglich zu schliessen.



In den Zusatzinformationen zu diesem Beispiel finden Sie auch ein vertontes Lehrvideo zur Bedienung eines Prismen- oder Gitterspektrometers mit Präzisionsgoniometer.

Für die Berechnung der Gitterkonstante und der Wellenlängen verwendet man in beiden Fällen die Gleichung 12.

5 Anhang

5.1 Spektrallinien

Element	λ/nm	Farbeindruck	Helligkeit
Natrium (Na)	616.08	gelbrot	mittel
	615.42	gelbrot	mittel
	589.59	gelb	stark
	589.00	gelb	mittel
	568.82	gelbgrün	mittel
	568.27	gelbgrün	mittel
Kalium (K)	769.90	dunkelrot	stark
	766.40	dunkelrot	stark
	404.72	violett	mittel
	404.41	violett	mittel
Cadmium (Cd)	643.85	rot	stark
	635.99	gelbrot	schwach
	508.58	grün	stark
	479.99	blaugrün	stark
	467.82	blau	stark
	441.46	blau	mittel
Quecksilber (Hg)	708.19	rot	schwach
	690.72	gelbrot	schwach
	579.07	grün	sehr stark
	576.96	blaugrün	sehr stark
	546.07	blau	stark
	491.60	blau	mittel
	435.84	blaugrün	stark
	407.78	blau	mittel
	404.66	blau	mittel

Tabelle 1: Spektrallinien einiger Elemente, die in Spektrallampen Verwendung finden.

Literatur

- [1] Wikimedia Commons. *File:Electromagnetic wave.png* — *Wikimedia Commons, the free media repository*. [Online; accessed 2-August-2017]. 2015. URL: https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Electromagnetic_wave.png&oldid=147535275.
- [2] Wikimedia Commons. *File:Wave Diffraction 4Lambda Slit.png* — *Wikimedia Commons, the free media repository*. [Online; accessed 2-August-2017]. 2015. URL: https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Wave_Diffraction_4Lambda_Slit.png&oldid=174599716.
- [3] Wikimedia Commons. *File:Single slit experiment.svg* — *Wikimedia Commons, the free media repository*. [Online; accessed 2-August-2017]. 2016. URL: https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Single_slit_experiment.svg&oldid=220470003.
- [4] Wikimedia Commons. *File:Slit single 57.5.svg* — *Wikimedia Commons, the free media repository*. [Online; accessed 3-August-2017]. 2016. URL: https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Slit_single_57.5.svg&oldid=220847447.
- [5] Erhard Schafler. *Wellenoptik*. [Online; accessed 3-August-2017]. 2016. URL: <http://www.univie.ac.at/anfpra/neu1/pw/pw8/PW8.pdf>.
- [6] Wikimedia Commons. *File:Double slit experiment (schematic).svg* — *Wikimedia Commons, the free media repository*. [Online; accessed 2-August-2017]. 2012. URL: [https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Double_slit_experiment_\(schematic\).svg&oldid=83472537](https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Double_slit_experiment_(schematic).svg&oldid=83472537).
- [7] Wikimedia Commons. *File:Slit double 150 28.5.svg* — *Wikimedia Commons, the free media repository*. [Online; accessed 3-August-2017]. 2016. URL: https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Slit_double_150_28.5.svg&oldid=220847388.
- [8] Wikimedia Commons. *File:Diffraction gration experiment (schematic).svg* — *Wikimedia Commons, the free media repository*. [Online; accessed 2-August-2017]. 2013. URL: [https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Diffraction_gration_experiment_\(schematic\).svg&oldid=91172901](https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Diffraction_gration_experiment_(schematic).svg&oldid=91172901).
- [9] Wikimedia Commons. *File:Slit multi N 4 28.5.svg* — *Wikimedia Commons, the free media repository*. [Online; accessed 3-August-2017]. 2016. URL: https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Slit_multi_N_4_28.5.svg&oldid=220847435.