Praktikumsvorbereitung Laser A

André Schendel, Silas Kraus Gruppe DO-20

21. Mai 2012

Grundlagen

0.1 Interferenz und Beugung

Wenn sich zwei kohärente Wellen überlagern, tritt Interferenz auf. Dabei können jeweils zwei Wellenberge bzw. -täler (konstruktive Int. ; $\Delta \phi = n \cdot 2\pi$) oder ein Berg und ein Tal (destruktive Int. ; $\Delta \phi = (2n+1)\pi$) zusammenfallen.

Wenn kohärentes Licht der Wellenlänge λ auf einen Doppelspalt trifft, kann mit dem Huygensschen Prinzip angenommen werden, dass von jedem Spalt eine neue Elementarwelle ausgeht. Diese Wellen haben an jedem Punkt im Raum hinter dem Spalt eine Phasendifferenz $\Delta\phi$, welche durch den Gangunterschied Δs bestimmt wird. Stellt man hinter dem Spalt im Abstand a einen Schirm auf, ist auf diesem ein Interferenzmuster aus Minima und Maxima zu erkennen, deren Position folgendermaßen bestimmt ist:

$$\Delta \phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta s = \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot \sin(\theta)$$



Abbildung 1: Interferenz am Doppelspalt



Abbildung 2: Elementarwellen am Einfachspalt (Quelle: Vorbereitungshilfe)

Ebenso ist es auch möglich, nur mittels eines einzelnen Spaltes oder nur einer Kante ein Interferenzmuster zu erzeugen. Wieder mit dem Huygensschen Prinzip wird die einfallende Welle in Elementarwellen aufgeteilt, die alle mit einem infinitesimalen Gangunterschied zum Interferenzbild beitragen.

0.2 Babinetsches Theorem

Das Babinetsche Theorem besagt, dass eine beliebig komplizierte Blendenfläche σ in N Teilflächen σ_i aufteilen lässt. Die resultierende Feldstärke ist dann

$$E(\sigma) = \sum_{i=1}^{N} E(\sigma_i)$$

Außerdem kann eine Blende stets auch durch ihr Komplementär ausgedrückt werden: Kreisscheibe $\widehat{=}$ Lochblende ; Schlitz $\widehat{=}$ Draht.



Abbildung 3: komplementäre Blendenflächen.

Quelle: Vorbereitungshilfe

0.3 Abbesche Abbildungstheorie

Wenn Lichtstrahlen durch ein Element zur optischen Abbildung (Linsen, Blenden, Gitter) laufen, tritt immer auch Beugung auf. Die Abbesche Beugungstheorie besagt, dass ein Objekt nur dann auf einen Schirm aufgelöst werden kann, wenn mindestens noch die 1. Beugungsordnung durch das abbildende Element passt. Die 0. Ordnung enthält keine Informationen über den Abstand einzelner Punkte des abzubildenden Objekts. Je höher die Beugungsordnungen, die noch durch das Element passen, desto schärfer und intensitätsstärker wird das Bild. Aus diesem Grund wird bei Mikroskopen die Numerische Apertur NA als Messgröße für das Auflösungsvermögen eingeführt:

$$NA = n \cdot sin\alpha \stackrel{!}{>} \frac{\lambda}{d}$$

Durch Verwendung einer Immersionflüssigkeit mit Brechungsindex n zwischen Objekt und Linse kann die Numerische Apertur verbessert werden:



Abbildung 4: Strahlenverlauf im Mikroskop mit und ohne Immersionflüssigkeit Vorlesungsskript Experimentalphysik 3: Optik , WS 11/129

(Quelle: G.U.Nienhaus:

0.4 Brewsterwinkel

Wenn elektromagnetische Wellen in ein Medium mit anderem Brechungsindex eintritt, wirt stets auch ein Teil reflektiert. Für p- Polarisation (Licht parallel zur Einfallsebene polarisiert) ist der Reflexionskoeffizient gegeben durch:

$$r_P = \frac{n_i cos\theta_t - n_t cos\theta_i}{n_i cos\theta_t + n_t cos\theta_i}$$

Für einen speziellen Winkel θ_B wird $r_P = 0$. Er wird Brewsterwinkel genannt:

$$\tan\theta_b = \frac{n_t}{n_i}$$

Licht, das unter diesem Winkel einfällt wird verlustfrei transmittiert. Diese Eigenschaft ist von großer Bedeutung für viele technische Anwendungen in der modernen Optik, insbesondere für Laser.

0.5 LASER

Für Versuche mit Interferenz wird Licht mit einer möglichst großen Kohärenzlänge benötigt. Dazu werden meistens Laser verwendet, die eine hervorragende Kohärenzlänge von einigen Kilometern haben.

LASER steht für "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation". Prinzipiell ist ein Laser aus einem röhrenförmigen Leuchtmedium (z.b. Helium, Neon oder ein Halbleiter) in einem optischen Resonator aufgebaut. Einer der beiden Spiegel ist nur zu etwa 98% reflektierend. Das hier austretende Licht ist der eigentliche Laserstrahl. Bei Gaslasern müssen die Austrittsfenster der Küvette, in der sich das Leuchtmedium befindet, relativ zum Lichtweg im Brewsterwinkel orientiert sein. Ansonsten wäre die Absorption zu groß, um den Laser zünden zu lassen.



Abbildung 5: schematischer Aufbau eines Lasers

Physikalisch funktioniert ein Laser nach dem Prinzip der stimulierten Emission. Ein Atom des Lasermediums kann durch "optisches Pumpen" (z.b.Gasentladung) angeregt werden. Dabei wechseln die Valenzelektronen auf höhere Energieniveaus E_2 . Dieser Zustand ist jedoch instabil. Nach einigen Mikrosekunden kehren sie spontan auf ein niedrigeres Energieniveau E_1 zurück und emittieren dabei ein Photon, dessen Energie $h\nu$ genau der Differenz $E_2 - E_1$ entspricht.

Wenn jedoch zuvor ein anderes Photon auf ein Atom im angeregten Zustand trifft, kann es die Emission hervorrufen: Es tritt stimulierte Emission auf. Als Resultat erhält man zwei Photonen derselben Wellenlänge und Polarisation, die wiederum weitere stimulierte Emissionen auslösen können. Im Laser wird dies ausgenutzt, um eine Kettenreaktion hervorzurufen, die durch den optischen Resonator verstärkt wird. Deshalb ist es wichtig, dass im Gaslaser Brewsterfenster verwendet werden, um die Kettenreaktion nicht zu dämpfen.



 $\label{eq:absolution} Abbildung \ 6: \ Pumpprozess \ (hier \ durch \ Absorption \ eines \ anderen \ Photons) \ , \ spontane \ und \ induzierte \ Emission \ (Quelle:uni-ulm.de/fileadmin/website_uni_ulm/nawi.inst.251/Didactics/quantenchemie/grafik/Ableitng.gif$

1 Brewsterwinkel

1.1 Demonstration

Die Notwendigkeit des Brewsterwinkels soll in einem Demonstrationsversuch gezeigt werden. Dazu wird bei einem speziellen Experimentierlaser, dessen Resonatorspiegel in einigem Abstand vom Leuchtmedium angebracht sind, eine Glasscheibe in den Strahlenverlauf eingebracht. Nur wenn die Scheibe sehr sauber ist und im Brewsterwinkel steht, kann die Kettenreaktion im Laser zünden. Sobald die Scheibe mittels der Justierschrauben leicht verstellt wird, ist die Transmission nicht mehr verlustfrei und die Dämpfung wird zu stark.

1.2 Messung von θ_B

Die Platte wird nun außerhalb des Lasers so montiert, dass der reflektierte Strahl an der Decke zu sehen ist. Dann wird ihr Anstellwinkel so eingestellt, dass die Intensität des Lichtflecks an der Decke minimal wird. Alternativ kann auch das Maximum des transmittierten Lichts gemessen werden. Allerdings ist die erste Methode sinnvoller, da bei der hohen Lichtintensität im transmittierten Laserstrahl kleine Differenzen nur schwer messbar sind, während ein Nullabgleich sehr genau gemessen werden kann. Aus dem gemessenen Winkel errechnet sich der Brechungsindex folgendermaßen:

$$tan\theta_B = \frac{n_t}{n_i} \qquad \Rightarrow n_t = tan\theta_B \cdot n_i \approx tan\theta_B$$

2 Beugung

2.1 Spalt

Eine Blende mit einem Spalt unbekannter Breite b wird in den Strahl eingebracht und das Beugungsmuster vermessen. Zur Veranschaulichung wird der Lichtstrahl durch den Spalt durch viele Einzelspalte ersetzt, von denen beim n-ten Minimum immer jeweils 2 Strahlen destruktiv interferieren. Wenn der Abstand d des Schirms bekannt ist, kann aus den Abständen x der Beugungsminima die Spaltbreite berechnet werden:

$$n \cdot \lambda = \Delta s = b \cdot \sin \alpha = b \cdot \sin \left(\arctan \frac{x}{d} \right) \qquad \Rightarrow b = \frac{n \cdot \lambda}{\sin \left(\arctan \frac{x}{d} \right)}$$

Mit der Näherung für kleine Winkel: $sin\alpha \approx tan\alpha \approx \alpha$:

$$b = \frac{n \cdot \lambda \cdot d}{x}$$



Abbildung 7: Beugung am Einfachspalt

Dementsprechend ergibt sich bei Messung der Maxima:

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

2.2 Babinet-Theorem: Spalt und Steg

Zwei Blenden in Form eines Spaltes und eines Steges sollen nacheinander in den Strahl eingebracht und ihr Beugungsmuster verglichen werden. Da beide die selbe Breite haben, ist nach dem Babinetschen Theorem zu erwarten, dass sich das Beugungsmuster nicht verändert.

2.3 Babinet-Theorem: Lochblende und Scheibe

Es soll gezeigt werden, dass das Babinet-Theorem auch für zweidimensionale Geometrien gilt. Lochblende und Scheibe sollten das selbe Beugungsmuster ergeben. Obwohl bei der Kreisscheibe der Zentralstrahl abgedeckt wird, wird im Zentrum des Beugungsbildes ein heller Fleck zu sehen sein. Dies liegt daran, dass dort alle Lichtstrahlen den gleichen Weg zurückgelegt haben und deshalb konstruktiv interferieren. Sie bilden das 0. Hauptmaximum.

Zusätzlich soll noch das Beugungsbild einer einzelnen Kante beobachtet werden.

2.4 Haar

Wie in Teil 2.2 erwähnt wurde, ergibt auch ein schmaler Steg ein Beugungsbild. Als Steg soll nun ein Haar verwendet und dessen Dicke bestimmt werden. So soll verdeutlicht werden, wie mithilfe von Beugungseffekten kleinste Abstände experimentell gemessen werden können. Zur Berechnung wird die selbe Formel wie zuvor verwendet.

3 Mehrfachspalte und Gitter

3.1 Doppelspalt

Anstelle eines Einfachspalts soll nun ein Doppelspalt verwendet werden. Dessen Interferenzmuster ergibt sich einerseits aus der Interferenz (rot) der Spalte als auch der Summe der Beugungsbilder (schwarz) jedes einzelnen Spalts.



Abbildung 8: Intensitätsverteilung eines Doppelspalts. (Quelle: http://www.ieap.uni - kiel.de/plasma/ag - piel/vorl/kap50/dspalt.gif

Aus den Maxima und Minima der Beugung kann wie zuvor die Spaltbreite errechnet werden:

$$b = \frac{n \cdot \lambda \cdot d}{x_B^{min}}$$
 bzw. $b = \frac{(n + \frac{1}{2}) \cdot \lambda \cdot d}{x_B^{max}}$

Aus den Maxima und Minima der Interferenz ergibt sich dann der Spaltabstand *l*. Allerdings gibt es hier keinen einzelnen Strahl, der in viele destruktiv interferierende Teilstrahlen unterteilt werden könnte, sonder nur zwei Einfachstrahlen. Deshalb ist die Formel für Minima und Maxima genau vertauscht:

$$l = \frac{(n + \frac{1}{2}) \cdot \lambda \cdot d}{x_I^{min}} \qquad \text{bzw.} \qquad l = \frac{n \cdot \lambda \cdot d}{x_I^{max}}$$

3.2 Doppel- und Dreifachspalt

- a) Ein zweiter Doppelspalt mit anderem Spaltabstand soll verwendet werden. Da in den Formeln für den Spaltabstand der Abstand der Maxima/Minima jeweils im Nenner steht, muss dementsprechend bei größerem b der Abstand x kleiner werden.
- b) Ein Dreifachspalt mit selber Spaltbreite und gleichem Spaltabstand wird das selbe Beugungsmuster ergeben eventuell stärker ausgeprägt, da sich nun drei statt zwei Spalte summieren. Lediglich das Interferenzmuster wird mehr Maxima und Minima haben, da es nun mehr Spalte gibt.

3.3 Gitter

Die Gitterkonstante g ist gegeben durch $g = \frac{1}{l}$. Da ein Gitter einfach viele Spalte im Abstand l voneinander sind, ergibt sich aus den voherigen Formeln:

$$g = \frac{1}{d} = \frac{x}{n \cdot \lambda \cdot d}$$

3.4 Kreuz- und Wabengitter

Die Beugungsmuster von Kreuz- und Wabengittern sollen beobachtet und qualitativ bewertet werden.

4 Abbésche Abbildungstheorie

Wie in der Aufgabenstellung beschrieben soll ein Gitter über eine Linse auf einen Schirm abgebildet werden. Dann wird der Lichtstrahl im Brennpunkt hinter der Linse durch eine Lochblende so verkleinert, dass nur noch die nullte Beugungsordnung hindurchgelangt. Die Abbésche Abbildungstheorie besagt, dass die 0. Ordnung keine Information mehr über Dimensionen des Bildes enthält. Es ist also zu erwarten, dass bei genügend kleiner Blende das Gitterbild verschwindet und nur noch ein verschwommener Fleck zu sehen ist.



Abbildung9:Strahlengangder0.,1.und2.Ordnung.Quelle:http://www.wmi.badw.de/teaching/Lecturenotes/Physik3/GrossPhysik III Kap 7.pdf 03.07.2011Quelle:

Dieser Effekt kann in der digitalen Bildbearbeitung verwendet werden, um mittels Fouriertransformationen Bildstörungen zu entfernen, Konturen zu ziehen oder andere Effekte zu berechnen.



Abbildung 10: Bildbearbeitung mittels Fouriertransformation. Quelle:www.ysbl.york.ac.uk/ cowtan/fourier/fourier.html

5 Holographie

Eine gewöhnliche Photographie entsteht durch lokale Schwärzung einer 2-dimensionalen Photoplatte in Abhängigkeit von der einfallenden Intensität. Dabei gehen sämtliche Informationen über die Phase des Lichts verloren. Ein Hologramm ist ein Bild, das auch Informationen über die Phase des Streulichts vom abgebildeten Objekt enthält. Um es herzustellen, wird kohärentes Laserlicht in zwei Strahlen aufgeteilt, von denen einer als Referenzstrahl direkt auf die Photoplatte gelenkt wird, während der ander vom Objekt auf die Platte gestreut wird. So entstehen Phasendifferenzen, die durch Interferenz unterschiedlich starke Schwärzungen auf der Photoplatte hervorrufen. Wird das entwickelte Hologramm wieder mit Licht derselben Wellenlänge beleuchtet, ergibt sich ein dreidimensionales Bild. Man kann sich davor hin- und herbewegen und dementsprechend bewegt sich auch das Bild so, als könne man um es herumlaufen. Ein solches vorgefertigtes Hologramm soll als abschließender Demonstrationsversuch untersucht werden.



Abbildung 11: Erzeugung eines Hologramms durch kohärentes Laserlicht. Quelle: Vorbereitungshilfe, Seite 28