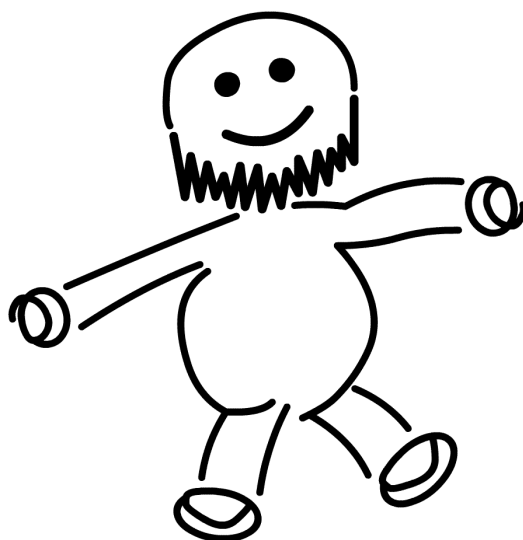


Physikalisches Praktikum für das Hauptfach Physik

Versuch 26

Beugung und Interferenz von Laserlicht

Wintersemester 2005 / 2006



Name:	Daniel Scholz
Mitarbeiter:	Hauke Rohmeyer
E-Mail:	physik@mehr-davon.de
Gruppe:	B9
Assistent:	André Holz
Durchgeführt am:	15. Februar 2006
Protokoll abgeben:	17. Februar 2006
Protokoll verbessert:	—

Testiert: _____

1 Einleitung

In diesem Versuch wird das Beugungs- und Interferenzverhalten von Laserlicht an verschiedenen Objekten wie zum Beispiel Steg oder Doppelloch untersucht. Als Lichtquelle dient ein Helium-Neon-Laser, welcher in der Theorie näher erläutert wird.

2 Theorie

2.1 Erzeugung von Laserlicht

Energieniveaus in Atomen

Elektronen nehmen in der Atomhülle nur diskrete Energieniveaus an. Diese Niveaus werden auch *Schalen* genannt. Die Elektronen füllen diese Schalen beginnend mit dem geringsten Energieniveau. So bilden sie den Grundzustand, welcher der energetisch günstigste Zustand ist. Führt man den Elektronen durch Wärme oder Photonen Energie zu, kann es passieren, dass ein Elektron seinen Platz verlässt und auf ein höheres Energieniveau springt. Dazu muss das Photon an das Elektron genau die Energiedifferenz der beiden Energieniveaus abgeben. Dieser Vorgang heißt *Absorption*, man sagt, dass das Elektron nun "angeregt" ist. Dieser angeregte Zustand ist aber nicht stabil und nach einer kurzen Zeit [Größenordnung Nanosekunde] wechselt das Elektron wieder auf das niedrigere Energieniveau, wobei es ein Photon emittiert, welches genau so viel Energie besitzt, wie die Energiedifferenz zwischen den beiden Niveaus beträgt. Man spricht auch von *spontaner Emission*. Es ist auch möglich eine Emission zu *induzieren*. Hierzu muss ein Photon mit einer bestimmten Energie auf ein angeregtes Atom treffen und so das angeregte Elektron zum wechseln in den geringeren Energiezustand bewegen, dabei wird dann wie bei der spontanen Emission ein Photon erzeugt.

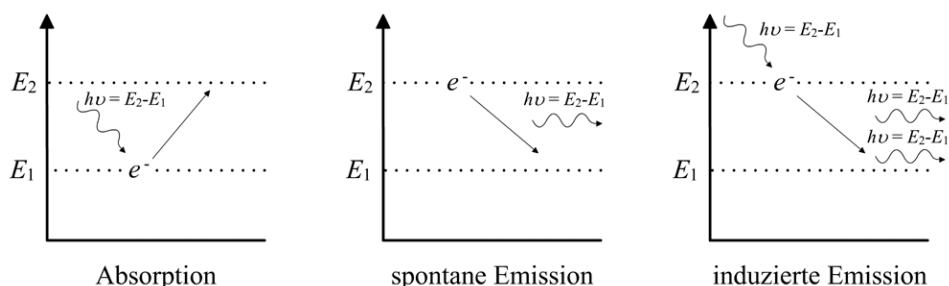


Abbildung 1: Absorption, spontane und induzierte Emission.

Nach den Regeln der Quantenmechanik sind direkte Übergänge zwischen Energieniveaus nicht immer möglich, es entstehen metastabile Zustände. In

diesen ist die Verweildauer wesentlich höher als in “normalen“ Zuständen. Dies nutzt man beim Laser aus, denn ohne metastabile Zustände würde dieser aufgrund zu geringer Aufenthaltsdauern im angeregten Zustand nicht funktionieren.

Besetzungszahlen

Die Besetzungszahlen N eines Atoms verhalten sich nach der Boltzmannverteilung

$$N = \exp\left(\frac{-E}{k \cdot T}\right). \quad (1)$$

Es gelten für die Übergänge zwischen dem Niveau 1 [niedrigere Energie] und Niveau 2 [höhere Energie] die folgenden Formeln

$$\begin{aligned} \text{Absorption [1} \rightarrow \text{2]:} \quad & dN^{A_{12}} = B_{12}u(\nu)N_1dt \\ \text{spontane Emission [2} \rightarrow \text{1]:} \quad & dN^{sE_{21}} = A_{21}N_2dt \\ \text{induzierte Emission [2} \rightarrow \text{1]:} \quad & dN^{iE_{21}} = B_{21}u(\nu)N_2dt \end{aligned}$$

Dabei sind A_{21} , B_{12} und B_{21} die Einsteinkoeffizienten und $u(\nu)$ die Dichte des Strahlungsfeldes. Es werden genauso viele Elektronen absorbiert wie emittiert:

$$N^{A_{12}} = N^{sE_{21}} + N^{iE_{21}}.$$

Hieraus kann man mit Hilfe von (1) die **Plancksche Strahlungsdichteformel** folgern:

$$u(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{12}e^{(h\nu/kT)} - B_{21}}.$$

Aufbau und Funktionsweise eines Lasers

Für möglichst intensives Licht benötigt man sehr viele Lichtemissionen. Es ist dafür notwendig, dass sich viele Atome im gleichen angeregten Zustand befinden, um bei diesen eine induzierte Emission auszulösen. Man spricht von einer Inversion der Besetzungszahlen. Jedoch sind die Verweildauern in den meisten angeregten Zuständen sehr kurz und die Atome werden auch nicht immer in den gleichen Zustand angeregt. Deswegen benutzt man hier die metastabile Zustände, welche eine längere Verweildauer haben.

Bei einem Drei-Niveau-Laser regt man die Atome in den metastabilen Zustand oder darüber hinaus an. Aufgrund der kurzen Verweildauer der Elektronen in den höheren Energieniveaus und der langen Verweildauer im metastabilen Zustand befinden sich immer mehr Atome im gewünschten metastabilen Zustand, von welchem man sie induziert in den Grundzustand

bringt und so Licht einer bestimmten Wellenlänge erzeugt. Bei einem Vier-Niveau-Laser verhindert man den Übergang in den häufig zu voll besetzten Grundzustand, indem man ein wenig über dem Grundzustand liegendes metastabiles Niveau als Endpunkt der Elektronen nach der induzierten Emission benutzt.

Laserresonator

Bei einem Gaslaser [zum Beispiel He-Ne-Laser] benutzt man Spiegel an den Enden einer mit Gas gefüllten Röhre, um die induzierte Emission zu erhalten und zu verstärken. Das Licht wird zwischen den Spiegeln reflektiert und der Strahl durch die induzierte Emission weiter verstärkt. Einer der Spiegel ist teildurchlässig, sodass ein Teil des Strahls austritt. Die anderen Wände der Röhre sind so gestaltet, dass sie schräg auf die Spiegel treffendes Licht absorbieren. Die Länge der Röhre sollte ein Vielfaches der halben Wellenlänge des zu verstärkenden Lichtes betragen, damit sich im Resonator eine stehende Welle ausbreiten kann.

He-Ne-Laser

Bei diesem Laser werden Heliumatome [88% des Gasgemisches] durch Gasentladung in einen Zustand gebracht, aus dem sie die Neonatome [12% des Gasgemisches] auf das 3s oder 2s Niveau anregen können. Von dort aus kommt es zu Übergängen in die 3p und 2p Zustände, wobei Licht der Wellenlängen $632,8\text{ nm}$ [rot], $3,39\text{ nm}$ und $1,15\text{ nm}$ [beide infrarot] emittiert wird. Das sichtbare rote Licht bildet dabei den Hauptanteil. Aus den 3p und 2p Zuständen gehen die Atome dann wieder durch spontane Emission oder Stöße mit der Rohrwand in den Grundzustand oder das metastabile Niveau 1s über.

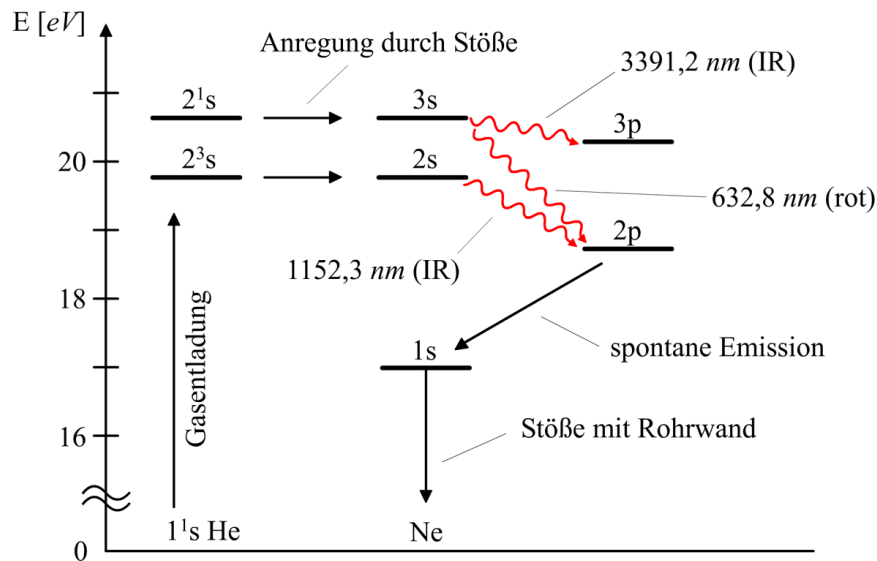


Abbildung 2: Niveauschema des He-Ne-Lasers in vereinfachter Darstellung.

2.2 Lichtintensität und Phasenverschiebung

Lichtintensität

Die Intensität I ist als Leistung pro Fläche definiert, lässt sich aber auch über die Energiedichte bestimmen:

$$I = \frac{\left(\frac{dW}{dt}\right)}{dA} = c \cdot \frac{dW}{dA}.$$

Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit. Bei einer elektromagnetischen Welle ist die Energiedichte des elektrischen Feldes genau so groß, wie die Energiedichte des magnetischen Feldes. Man kann also die Intensität angeben, indem man die elektrische Energiedichte

$$\frac{dW_{el}}{dV} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r |\vec{E}|^2$$

mit 2 multipliziert und ausnutzt, dass

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \mu_r \varepsilon_0 \varepsilon_r}}$$

gilt. Es folgt

$$I = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{\mu_0 \mu_r}} |\vec{E}|^2.$$

In diesem Versuch, also bei der Aufnahme von Intensitätsverteilungen, interessiert uns allerdings nur die Proportionalität der Intensität zum Quadrat der elektrischen Feldstärke.

Gangunterschied und Phasenverschiebung

Der Gangunterschied g zwischen zwei Lichtstrahlen der Wellenlänge λ führt zu einer Phasenverschiebung δ der einen Welle gegenüber der anderen. Es gilt

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

Die Phasenverschiebung ist bei der Betrachtung der resultierenden E -Feld Amplitude wichtig. Betrachtet man zwei sich überlagernde Strahlen mit gleicher E -Feld Amplitude aber einer Phasenverschiebung δ , so gilt für die resultierende Amplitude E_r

$$\vec{E}_r = \vec{E}_0 + \vec{E}_0 e^{i\delta}. \quad (3)$$

2.3 Interferenz- und Beugungsmuster

Beugung am Spalt

Bei der Beugung am Spalt betrachtet man Lichtstrahlen, die von verschiedenen Positionen im Spalt auf einen Punkt treffen. Für große Entfernungen des Punktes ist die Annahme von parallelen Strahlen zulässig.

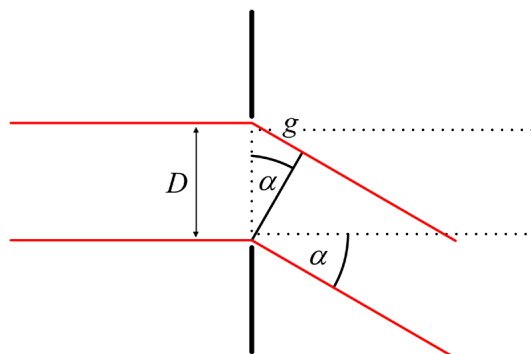


Abbildung 3: Beugung am Spalt.

Teilt man den Spalt in kleine Teilstücke ΔD ein und betrachtet den Gangunterschied g zwischen zwei Strahlen im Abstand von ΔD , dann führt dieser Gangunterschied wieder zu einer Phasenverschiebung. Es ergibt sich die E -Feld Amplitude

$$\vec{E}_r = \frac{\vec{E}_0}{D} + \frac{\vec{E}_0 e^{(i \frac{2\pi \Delta D \alpha}{\lambda})}}{D}.$$

Für die Summierung über alle Lichtstrahlen und die Grenzwertbildung

$$\Delta D \rightarrow 0$$

gilt

$$\begin{aligned}
 \vec{E}_r &= \frac{\vec{E}_0}{D} \int_0^D e^{i\frac{2\pi D'\alpha}{\lambda}} dD' = \frac{\vec{E}_0}{D} \left[\frac{\lambda}{2i\pi\alpha} \cdot e^{i\frac{2\pi D'\alpha}{\lambda}} \right]_0^D \\
 &= \frac{\vec{E}_0}{D} \frac{\lambda}{2i\pi\alpha} \left(e^{i\frac{2\pi D\alpha}{\lambda}} - 1 \right) = \frac{\vec{E}_0}{D} \frac{\lambda e^{i\frac{\pi D\alpha}{\lambda}}}{2i\pi\alpha} \left(e^{i\frac{\pi D\alpha}{\lambda}} - e^{-i\frac{\pi D\alpha}{\lambda}} \right) \\
 &= \vec{E}_0 e^{i\pi D\alpha/\lambda} \frac{\sin(\pi D\alpha/\lambda)}{\pi D\alpha/\lambda}.
 \end{aligned}$$

Mit $\varepsilon = \pi D\alpha/\lambda$ erhält man

$$I(\varepsilon) \sim E_0 \frac{\sin^2(\varepsilon)}{\varepsilon^2}.$$

Diese Funktion hat ein Maximum, wenn $|\sin(\varepsilon)| = 1$ gilt. Damit folgt als Bedingung an ein Maximum

$$\varepsilon = \frac{2n+1}{2} \cdot \pi \quad \text{mit} \quad n \in \mathbb{Z}. \quad (4)$$

Für ein Minimum lautet die Bedingung $|\sin(\varepsilon)| = 0$. Also

$$\varepsilon = n \cdot \pi \quad \text{mit} \quad n \in \mathbb{Z}. \quad (5)$$

Hierbei ist n die Ordnung des jeweiligen Extremums.

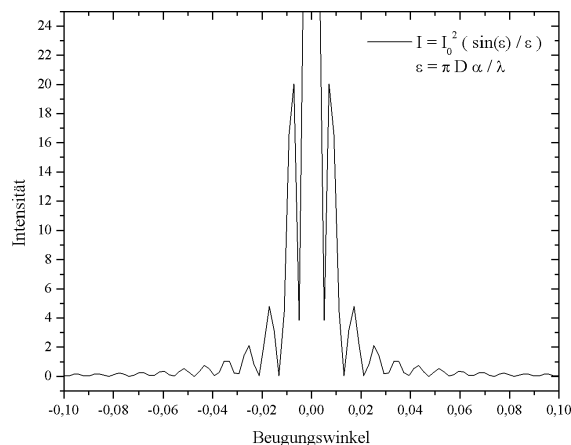


Abbildung 4: Beugungsmuster am Spalt.

In Abbildung 4 haben wir den theoretischen Verlauf der Intensität des Beugungsmuster gegen den Beugungswinkel aufgetragen [die Einheiten sind nicht wirklichkeitstreu]. Man kann erkennen, dass das erste Nebenmaximum relativ intensiv ist, die weiteren Maxima jedoch sehr schwach sind.

Beugung am Steg

Die Intensitätsverteilung hinter dem Steg entspricht der Intensitätsverteilung hinter einem Spalt, jedoch sind die auftreffenden Lichtwellen um π phasenverschoben, was das menschliche Auge aber nicht wahrnehmen kann. Eine Kombination aus Spalt und Steg führt zu einer vollständigen Auslöschung, wie es bei komplementären Objekten auch zu erwarten ist, da hinter einem unendlich ausgedehnten Schirm Dunkelheit herrscht. Ist der Lichtstrahl zu dünn, so entsteht jedoch ein Beugungsmuster wie beim Doppelspalt. Also darf der Lichtstrahl nicht zu fokussiert sein, um das Beugungsmuster des Stegs hervorzurufen. Die Bedingungen für Maxima und Minima an $\varepsilon = \pi D\alpha/\lambda$ sind natürlich auch dieselben wie am Steg.

Beugung am Doppelloch

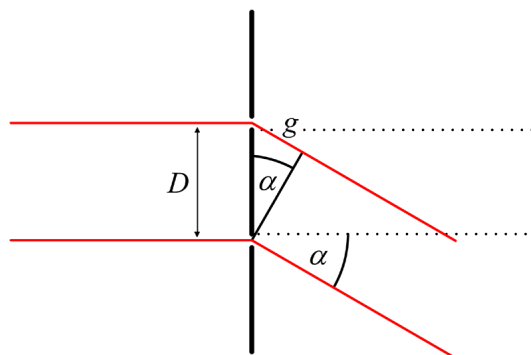


Abbildung 5: Beugung am Doppelloch.

Für den Gangunterschied g zwischen zwei Strahlen aus verschiedenen Spalten mit Abstand D gilt mit $\alpha \approx \sin(\alpha)$ für kleine Winkel

$$g = \sin(\alpha)D \approx \alpha D.$$

Mit (3) bekommt man für das resultierende elektrische Feld

$$\begin{aligned} \vec{E}_r &= \vec{E}_0(1 + e^{i\delta}) \\ &= \vec{E}_0 e^{i\delta/2} (e^{-i\delta/2} + e^{i\delta/2}) \\ &= 2\vec{E}_0 \cos(\delta/2) e^{i\delta/2}. \end{aligned}$$

Mit (2) und der Proportionalität $I \sim |\vec{E}|^2 = \vec{E}_r \cdot \overline{\vec{E}_r}$ bekommt man für die Intensität in Abhängigkeit vom Winkel α

$$I \sim 2E_0 \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) e^{i\delta/2} \cdot 2E_0 \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) e^{-i\delta/2} = 4E_0^2 \cos^2\left(\frac{D\pi\alpha}{\lambda}\right).$$

Man führt die Abkürzung $\varepsilon = \pi D\alpha/\lambda$ ein und erhält

$$I(\varepsilon) = I_0 \cos^2(\varepsilon).$$

Diese Funktion ein Maximum, wenn $|\cos(\varepsilon)| = 1$ gilt. Damit folgt für ein Maximum

$$\varepsilon = n \cdot \pi \quad \text{mit} \quad n \in \mathbb{Z}. \quad (6)$$

Für eine Minimum lautet die Bedingung $|\cos(\varepsilon)| = 0$, also

$$\varepsilon = \frac{2n+1}{2} \cdot \pi \quad \text{mit} \quad n \in \mathbb{Z}. \quad (7)$$

Beugung an der Lochblende

Zur Berechnung der Intensitätsverteilung hinter einer Lochblende führt man zuerst Polarkoordinaten ρ und φ zur Beschreibung von Punkten auf der Blende ein.

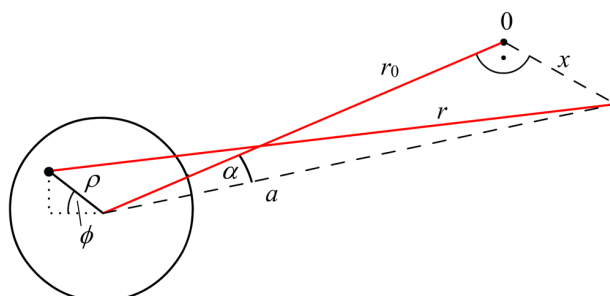


Abbildung 6: Beugung an einer Lochblende.

Der Abstand eines beliebigen Punktes auf der Lochblende zu einem Punkt auf dem Schirm kann über den Abstand dieses Punktes zur Blendenmitte und den Abstand zwischen Blende und Schirm ausgedrückt werden. Es ergibt sich

$$r = \sqrt{(x + \rho \cos(\varphi))^2 + r_0^2 + (\rho \sin(\varphi))^2} = \sqrt{a^2 + 2x\rho \cos(\varphi) + \rho^2}.$$

Geht man davon aus, dass der Schirm weit von der Lochblende entfernt, also ρ gegenüber r_0 sehr klein ist, so bekommt man durch Taylorentwicklung um $\rho = 0$ folgende Näherung für r

$$r = a + \frac{x\rho \cos(\varphi)}{a}.$$

Der Gangunterschied zwischen einem Lichtstrahl der bei (ρ, φ) austritt und einem Lichtstrahl von der Blendenmitte beträgt

$$g = r - a = \frac{x\rho \cos(\varphi)}{a} = \rho \cos(\varphi) \sin(\alpha).$$

Der Beitrag eines Strahls zur resultierenden Feldstärke auf dem Schirm ist somit

$$dE_r = \frac{E_0}{\pi R^2} \exp\left(\frac{i2\pi\rho \cos(\varphi) \sin(\alpha)}{\lambda}\right) \rho \, d\rho \, d\varphi.$$

Durch Integration über die gesamte Lochblende mit Radius $R = D/2$ erhält man

$$\begin{aligned} E_r &= \int_0^R \frac{2E_0}{R^2} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e\left(\frac{i2\pi\rho\cos(\varphi)\sin(\alpha)}{\lambda}\right) \rho \, d\rho \, d\varphi \\ &= \frac{2E_0}{R^2} \int_0^R J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda}\rho\sin(\alpha)\right) \rho \, d\rho, \end{aligned}$$

wobei J_0 die Besselfunktion ist. Dieses Integral bring man in die Form

$$\int_0^x \xi J_0(\xi) \, d\xi,$$

damit man die Eigenschaft

$$\int_0^x \xi J_0(\xi) \, d\xi = -x \cdot J_1(x)$$

der Besselfunktion nutzen kann. Da man hierbei auch die Integrationsvariable ändert, muss man die Grenzen ebenfalls anpassen:

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{2E_0}{R^2 \left(\frac{2\pi\sin\alpha}{\lambda}\right)} \int_0^{\frac{2\pi R\sin(\alpha)}{\lambda}} J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda}\rho\sin(\alpha)\right) \frac{2\pi}{\lambda}\rho\sin(\alpha) \, d\left(\frac{2\pi}{\lambda}\rho\sin(\alpha)\right) \\ &= \frac{2E_0}{R^2 \left(\frac{2\pi\sin\alpha}{\lambda}\right)} \int_0^{\frac{2\pi R\sin(\alpha)}{\lambda}} \xi J_0(\xi) \, d\xi \\ &= -2 \frac{E_0}{((2\pi R\sin(\alpha))/\lambda)} J_1\left(\frac{2\pi R\sin\alpha}{\lambda}\right), \end{aligned}$$

wobei

$$\xi = \frac{2\pi}{\lambda}\rho\sin(\alpha).$$

Setzt man hier nun noch $R = D/2$ und $\varepsilon = (\pi D \sin \alpha)/\lambda$ ein und bildet das Quadrat der Feldstärke, so erhält man einen zur Intensität proportionalen Ausdruck:

$$I \sim 4 \cdot E_0^2 \left(\frac{J_1(\varepsilon)}{\varepsilon}\right)^2.$$

Diese Funktionen hat nun Maxima bzw. Minima an den Stellen, wo die Besselfunktion Maxima bzw. Minima hat. Diese sind im Skript¹ zu finden.

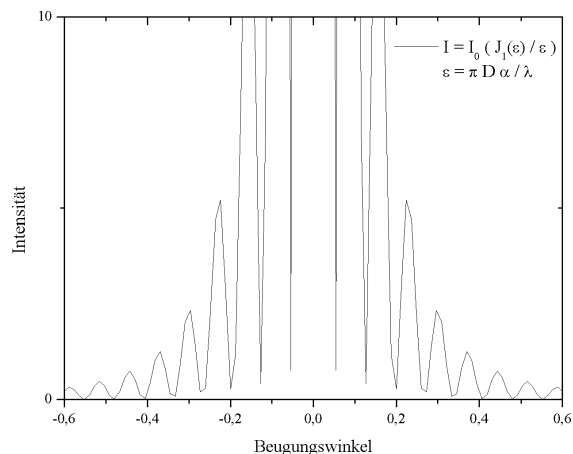


Abbildung 7: Beugungsmuster am der Lochblende.

Abbildung 7 zeigt den theoretischen Verlauf der Intensität des Beugungsmuster [die Einheiten sind nicht wirklichkeitstreu]. Man kann erkennen, dass die ersten Maxima sehr breit im Gegensatz zu den Minima sind. Man muss bei dem Versuch also darauf achten, dass man die Stelle mit der höchsten Intensität genau ausmisst².

Beugung am Gitter

Das Gitter kann man sich als Aneinanderreihung von einzelnen Spalten vorstellen. Diese N Spalten nummeriert man von 0 bis $N - 1$ durch und summiert über die Amplituden des E -Feldes der Lichtwellen samt der zugehörigen Phasen. So erhält man nach einer etwas längeren Rechnung, welche hier nicht ausgeführt werden soll

$$I \sim E_0^2 \left(\frac{\sin(\pi D \frac{\alpha}{\lambda})}{\pi D \frac{\alpha}{\lambda}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin(N \pi D \frac{\alpha}{\lambda})}{\pi D \frac{\alpha}{\lambda}} \right)^2.$$

Dabei ist D die Spaltbreite. Man beachte, dass sich diese Funktion aus der Spaltfunktion [erster Term] und der sogenannten **Gitterfunktion** zusammensetzt.

¹ Peter Schaaf (2005): "Das Physikalische Praktikum". Universitätsdrucke Göttingen, Seite 196.

² Wir haben dies nicht gemacht und können unsere Messung daher nicht auswerten.

3 Durchführung

Der Laser wird durch den kleinen Schiebeschalter auf der Rückseite angeschaltet. Der Computer wird eingeschaltet [Benutzername „laser“; Kennwort „prakt“]. Ein Terminal wird gestartet, und mit „cd PRAKTIKUM“ in das richtige Verzeichnis gewechselt. Das Messprogramm wird nun über „start“ gestartet und die Referenzfahrt durchgeführt. Dabei wird der Reiter auf die Nullposition gefahren. Der Reiter kann nun mit dem Befehl „r“ bewegt werden. Hierbei handelt es sich um eine Relativbewegung, das heißt, das positive und negative Werte eingegeben werden können. Man beachte, dass es allerdings keine negativen Positionen gibt, so dass der Reiter zunächst in den „positiven“ Bereich gefahren werden muss. Das Hauptmaximum der Beugungsmuster befindet sich meistens zwischen 16000 und 20000. Beim Schrittmotor ergeben 400 Schritte einen Millimeter. Es empfiehlt sich für seine Messdaten einen eindeutigen Präfix zu wählen, sodass die Daten später leichter auf die Diskette kopiert werden können. Anders als bei anderen Versuchen kann man hier kein eigenes Verzeichnis für seine Messungen anlegen, und auch ein Internetzugang steht nicht zur Verfügung³.

Für den Spalt, den Steg, die Kreisblende, einer Doppellochblende und das Gitter werden nun folgende Schritte durchgeführt:

- (1) Das Objekt wird in den Strahlengang gebracht und der Laserstrahl durch die Streulinse soweit aufgeweitet, dass er das gesamte Objekt ausleuchtet.
- (2) Durch eine Testmessung wird diejenige Verstärkung ausgewählt, bei der das Hauptmaximum nicht übersteuert wird. Es empfiehlt sich eine Schrittweite von 100. Der angezeigte Plot ist nur für die Visualisierung der Messdaten gedacht und wird für die Weiterverarbeitung der Daten nicht mehr gebraucht, kann also gelöscht werden.
- (3) Das Hauptmaximum mit jeweils 4 Nebenmaxima [links und rechts] wird ausgemessen.
- (4) Durch eine Testmessung wird diejenige Verstärkung ausgewählt, bei der das erste Nebenmaximum nicht übersteuert wird.
- (5) Die vier Nebenmaxima werden gemessen. Die Schrittweite muss so angepasst werden, dass alle Extrema klar zu erkennen sind.
- (6) In einem zweiten Terminal kann mit „xmgrace DATEINAME“ ein Plot der Messung mit dem Befehl „Drucken“ in das Postscriptformat um-

³ Auch auf Spielereien während der Messung muss man leider verzichten, da die Computer schon ein wenig älter sind.

gewandelt werden. Mit dem Befehl „lpr DATEINAME.ps“ kann der entsprechende Plot auf dem Drucker ausgegeben werden.

Zum Schluss wird noch der Abstand zwischen dem beugenden Objekt und der Photodiode gemessen. Diese Messung ist für die Auswertung von höchster Bedeutung und sollte deshalb sehr exakt geschehen.

4 Auswertung

Der Beugungswinkel α kann mit einfachen Geometrieüberlegungen aus dem Abstand l zwischen der Photodiode und dem Beugungsobjekt und dem relativen Abstand x zum Hauptmaximum bestimmt werden. Es gilt

$$\alpha = \arctan\left(\frac{x}{l}\right)$$

und wir haben $l = (99,7 \pm 1) \text{ cm}$ gemessen.

4.1 Berechnung von D

Es gilt

$$\varepsilon = \frac{\pi D \sin \alpha}{\lambda},$$

und somit

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{D} \frac{\varepsilon}{\pi} = m \frac{\varepsilon}{\pi}. \quad (8)$$

Dabei ist m die Steigung der Auftragung von dem Sinus Winkels des i -ten Extremums $\sin \alpha_i$ gegen seine Ordnung ε_i/π . Die Intensitätsverteilungen und deren Extrema wurden im Theorieteil hergeleitet. Somit können wir ε_i/π berechnen. Nun kann die charakteristische Größe D des jeweiligen Beugungsobjektes nach Gleichung (8) bestimmt werden. Es gilt

$$D = \frac{\lambda}{m} \quad \text{mit dem Fehler} \quad \sigma_D = \frac{\sigma_m \lambda}{m^2}.$$

Der Literaturwert⁴ der Wellenlänge des Lasers liegt bei $\lambda = 632,8 \text{ nm}$. Im Folgenden stellen wir die jeweiligen linearen Regressionen⁵, die berechneten Werte für D und den jeweiligen Literaturwert dar.

⁴ Peter Schaaf (2005): "Das Physikalische Praktikum". Universitätsdrucke Göttingen, Seite 190.

⁵ Die Steigung m mit Fehler und der Korrelationskoeffizient r können den Auftragungen entnommen werden.

Beugung am Spalt

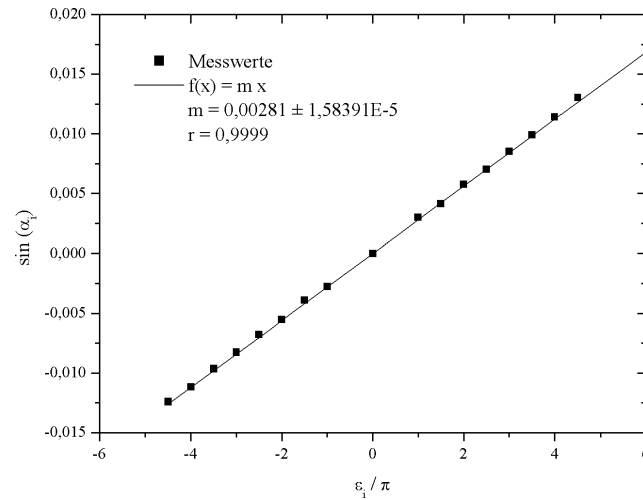


Abbildung 8: Bestimmung von D vom Spalt.

Die Werte der Ordnungszahlen ergeben sich durch (4) und (5). Wir erhalten

$$D = (225 \pm 2) \mu m.$$

Der Literaturwert liegt bei $237 \mu m$.

Beugung am Steg

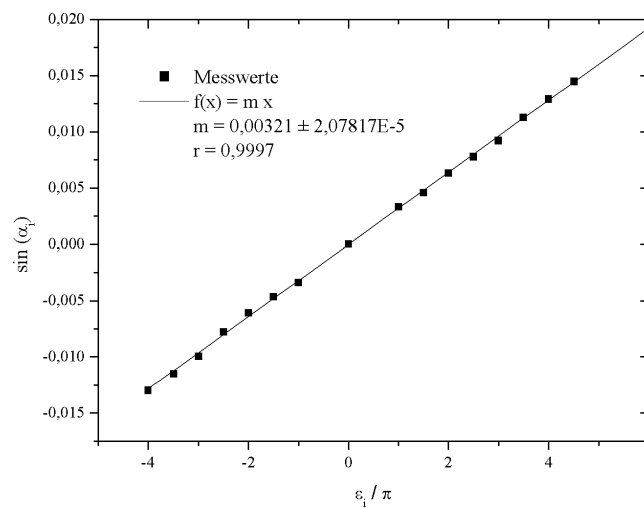


Abbildung 9: Bestimmung von D vom Steg.

Die Werte der Ordnungszahlen ergeben sich wieder durch (4) und (5). Wir erhalten

$$D = (197 \pm 2) \mu m.$$

Der Literaturwert liegt bei $195 \mu m$.

Beugung am Doppelloch

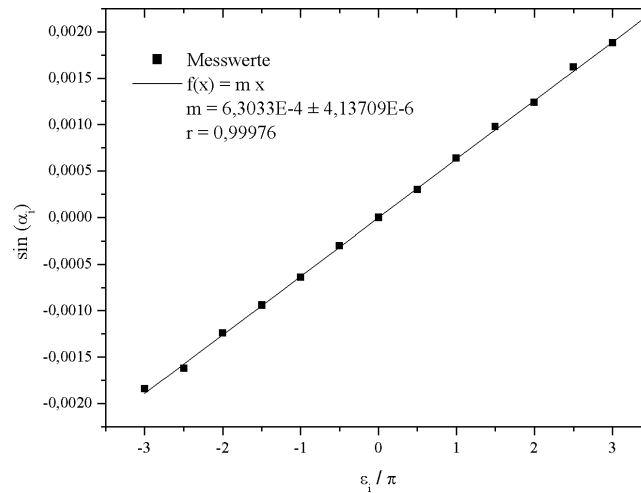


Abbildung 10: Bestimmung von D des Doppelloches.

Die Werte der Ordnungszahlen ergeben sich durch die Werte im Skript⁶.
Wir erhalten

$$D = (1004 \pm 7) \mu m.$$

Der Literaturwert liegt bei $1500 \mu m$.

Beugung an der Kreisblende

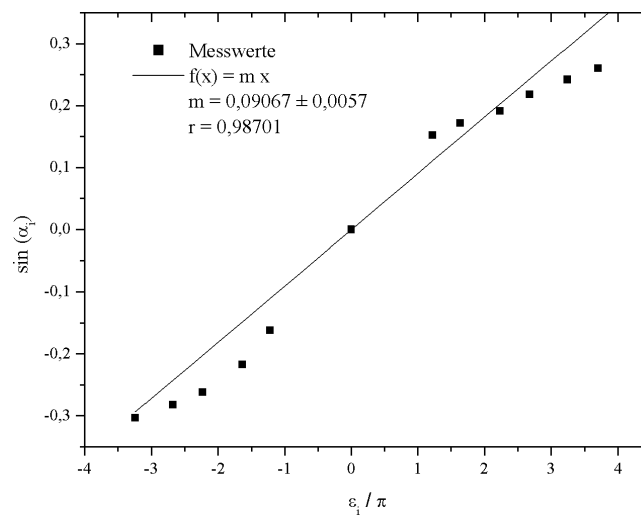


Abbildung 11: Bestimmung von D der Kreisblende.

⁶ Peter Schaaf (2005): "Das Physikalische Praktikum". Universitätsdrucke Göttingen, Seite 196.

Die Werte der Ordnungszahlen ergeben sich durch die Werte im Skript⁷. Wir erhalten

$$D = (7 \pm 1) \mu m.$$

Der Literaturwert liegt bei $200 \mu m$. Dies ist eine beträchtliche Abweichung. Wir haben, wie schon erwähnt, wahrscheinlich nicht die richtigen Extrema aufgenommen, da wir das Hauptmaximum nicht genau genug vermessen haben. Leider sind uns auch die höheren Zahlenwerte der Extrema der Besselfunktion $J_1(\varepsilon)$ nicht bekannt. Somit können wir keinen besseren Wert für D bestimmen. Zudem sind unsere Plots mit vielen Störungen behaftet, die eventuell von dem Licht der Computermonitore erzeugt wurden. Somit können wir auch kaum Maxima oder Minima unterscheiden, geschweige denn Hauptmaxima oder Nebenmaxima.

Beugung am Gitter

Uns ist leider nicht klar, wie wir die Ordnungszahlen des Gitters bestimmen sollen. Laut Vorgängerprotokoll hängt ε und somit die Ordnungszahl von der Stegbreite S und der Spaltbreite D ab. Da wir aber D bestimmen wollen, macht diese Rechnung keinen Sinn.

4.2 Bestimmung der Wellenlänge

Um die Wellenlänge des He-Ne-Lasers zu bestimmen, formen wir (8) nach λ um und erhalten

$$\lambda = m \cdot D \quad \text{mit dem Fehler} \quad \sigma_\lambda = \sigma_m \cdot D.$$

Nehmen wir also D als gegeben an, können wir λ berechnen. Die beste Korrelation r^2 haben wir bei den Messungen am Spalt und am Steg erreicht. Wir erhalten

$$\lambda_{\text{Spalt}} = (666 \pm 4) \text{ nm} \quad \text{und} \quad \lambda_{\text{Steg}} = (626 \pm 5) \text{ nm}.$$

Es ergibt sich ein gewichteter Mittelwert von

$$\lambda = (650 \pm 4) \text{ nm}.$$

Der Literaturwert liegt, wie schon erwähnt, bei $632,8 \text{ nm}$.

⁷ Peter Schaaf (2005): "Das Physikalische Praktikum". Universitätsdrucke Göttingen, Seite 196.

5 Diskussion

Die Messwerte bei Spalt und Gitter sind erstaunlich exakt. Leider war im Praktikumsskript etwas ungenau beschrieben, was bei der Kreisblende zu messen war, so dass wir unsere Messungen nicht verwerten können. Auch die höheren Extrema der Besselfunktion konnten wir leider nicht bestimmen, so dass wir die Messung nicht retten können. Wir hoffen, dass unsere Nachfolger unser Protokoll lesen, und etwas genauer, und vor allem schneller, wissen, was sie zu tun haben.

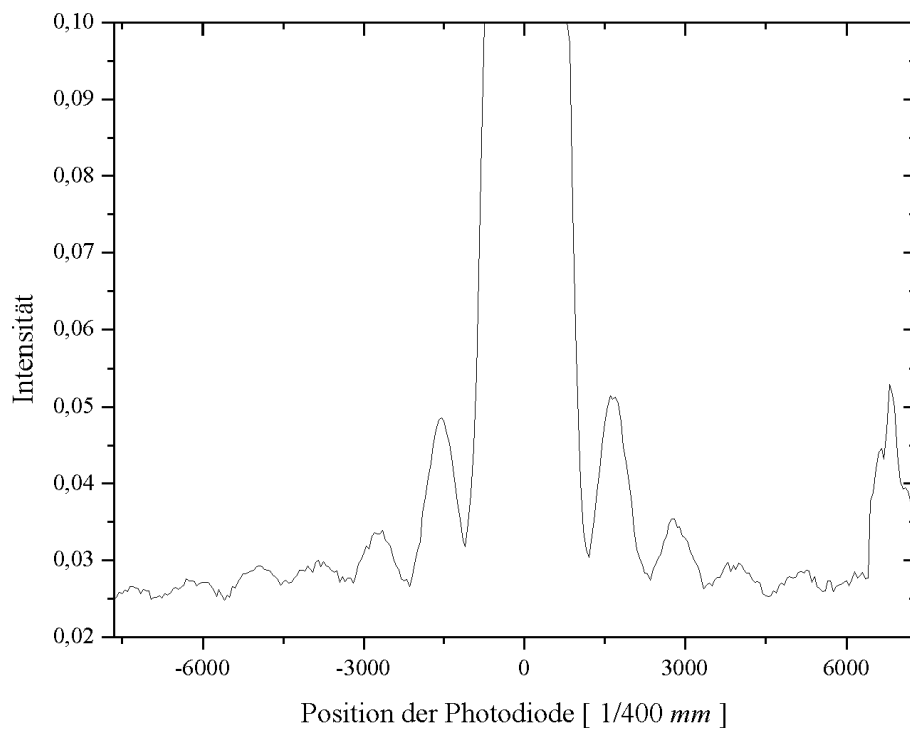
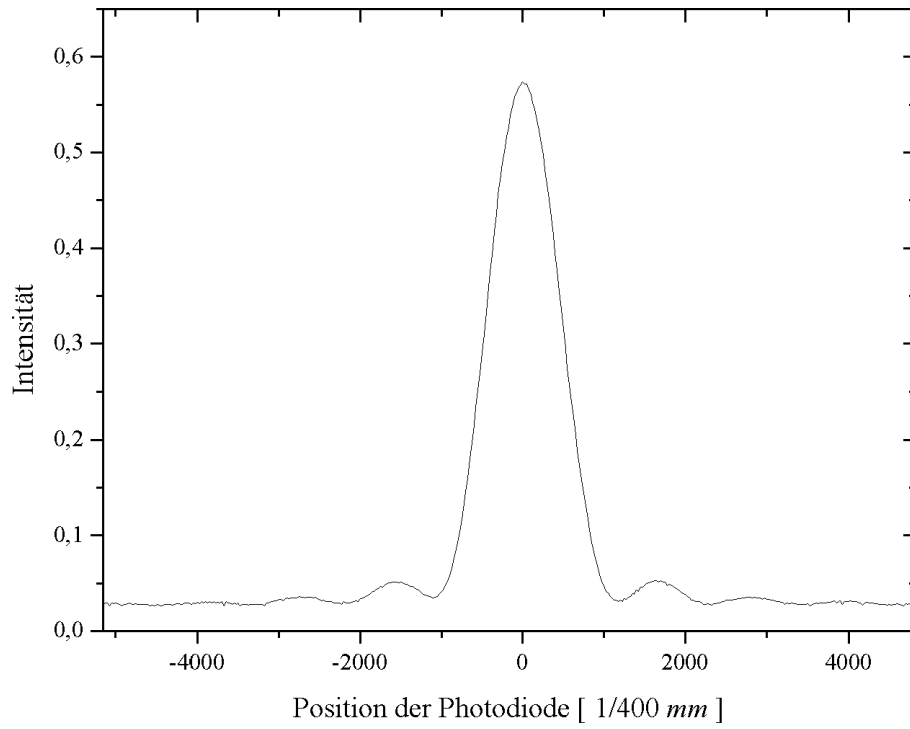
Eigene Kommentare

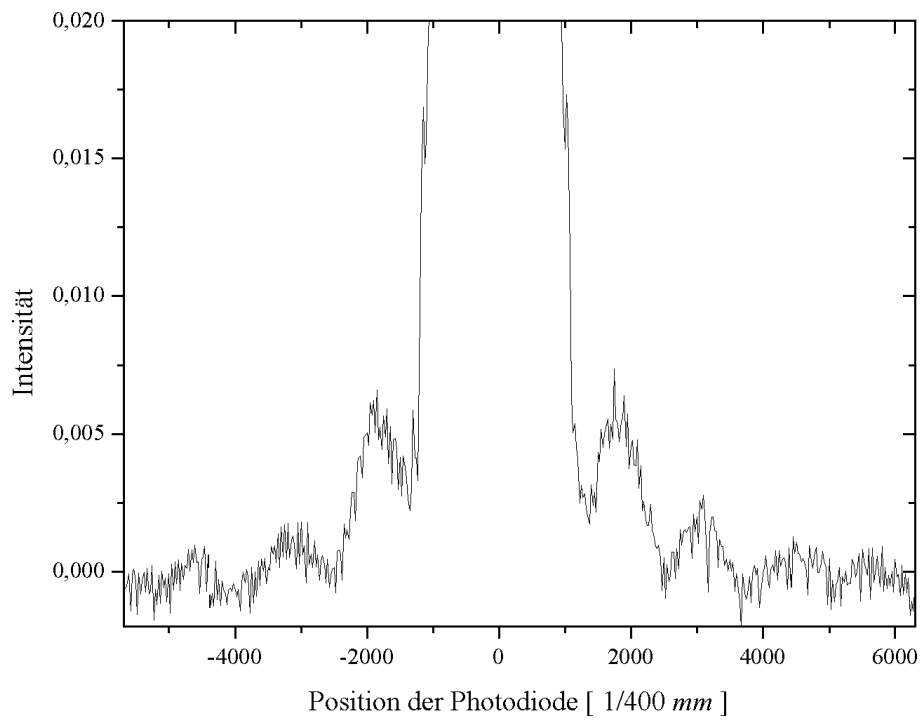
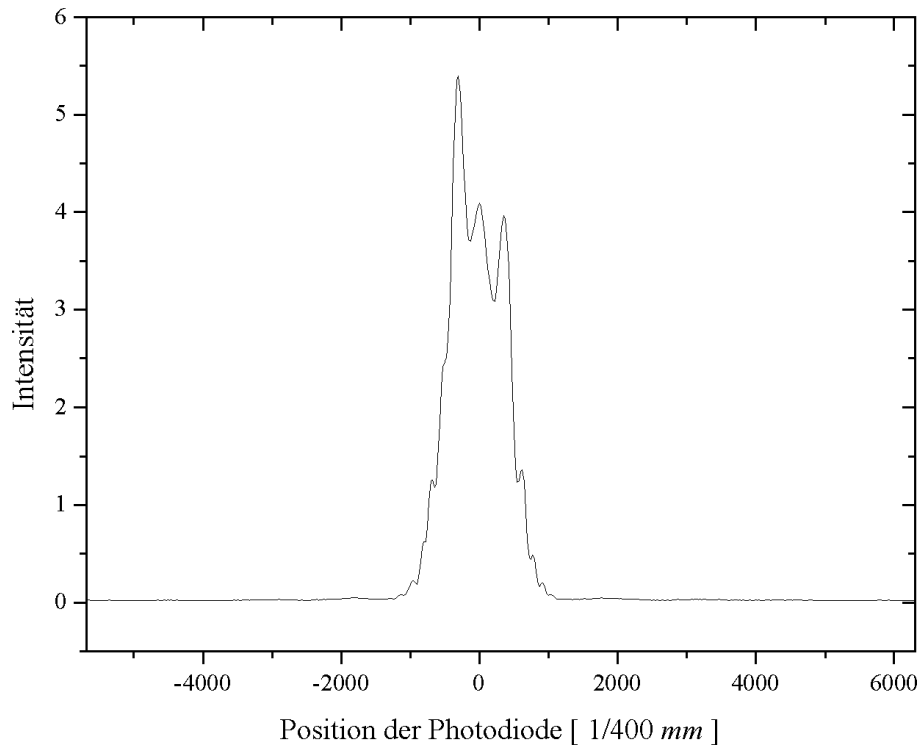
[Also ich fand den Versuch ganz nett.]_{Daniel}

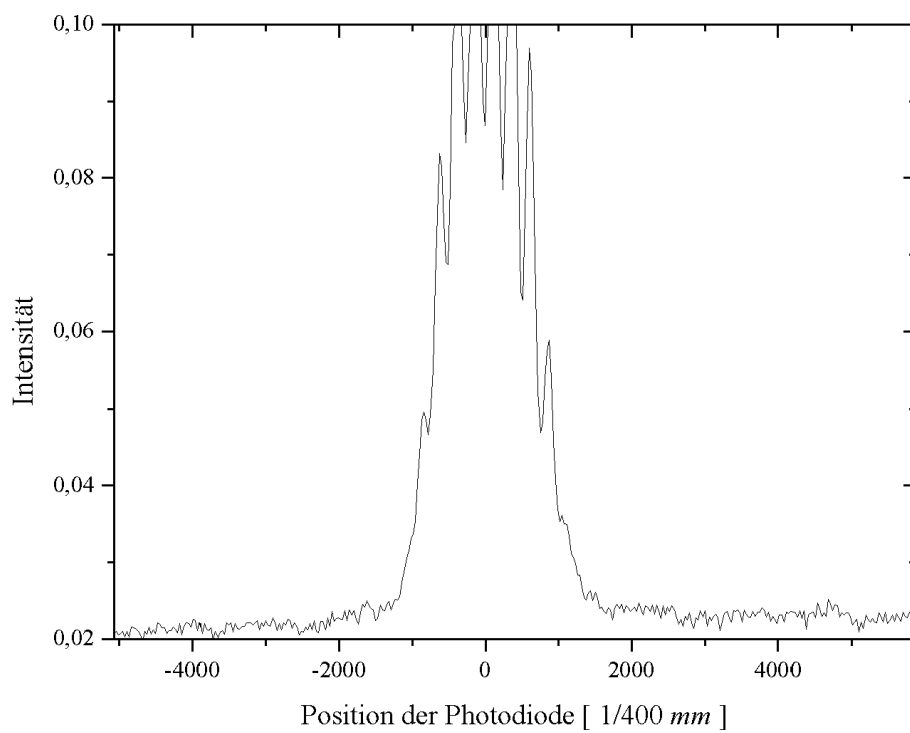
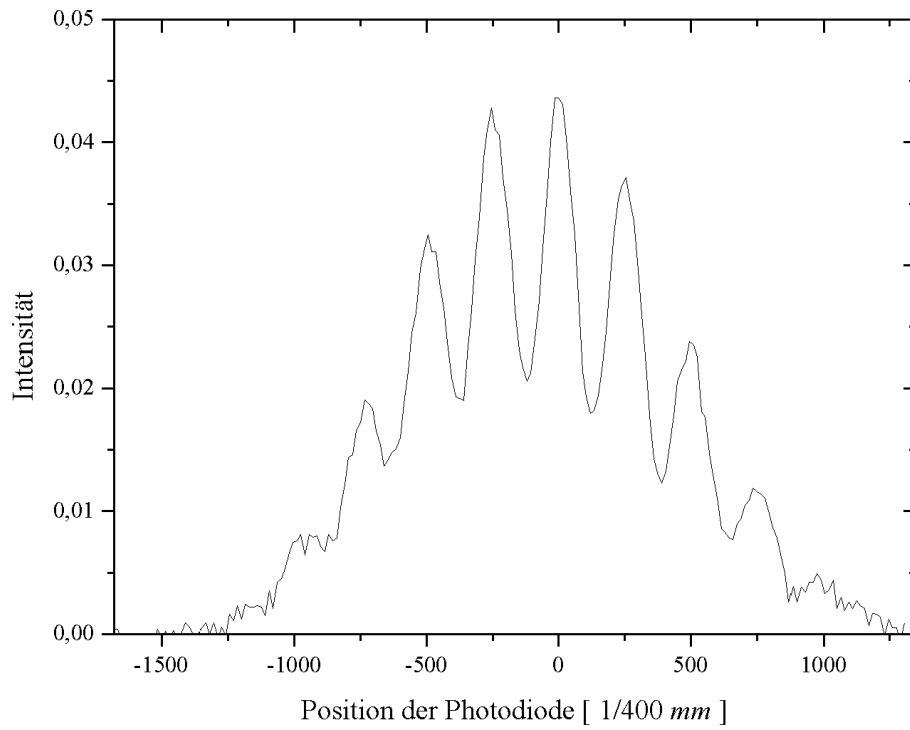
[Der Versuch war eigentlich ganz spaßig, auch wenn es ewig gedauert hat die Messungen aufzunehmen, und ganz so intuitiv war das Messprogramm nun auch wieder nicht. Die Auswertung war sehr nervig. Es hat ewig gedauert alle Extrema richtig zu bestimmen, auch Computerprogramme konnten hier nicht helfen, da die Messungen mit vielen Störungen überlagert waren. Ich habe einige Stunden versucht den Versuch mit der χ^2 -Methode auszuwerten, was leider nicht geklappt hat, da mir das Verhältnis zwischen der Spannung an der Photodiode und der Intensität des Laserstrahls nicht klar war, und zuviel Störungen in den Messwerten waren. Ansonsten hätte diese Methode die Auswertung sehr viel eleganter und effektiver gemacht.]_{Hauke}

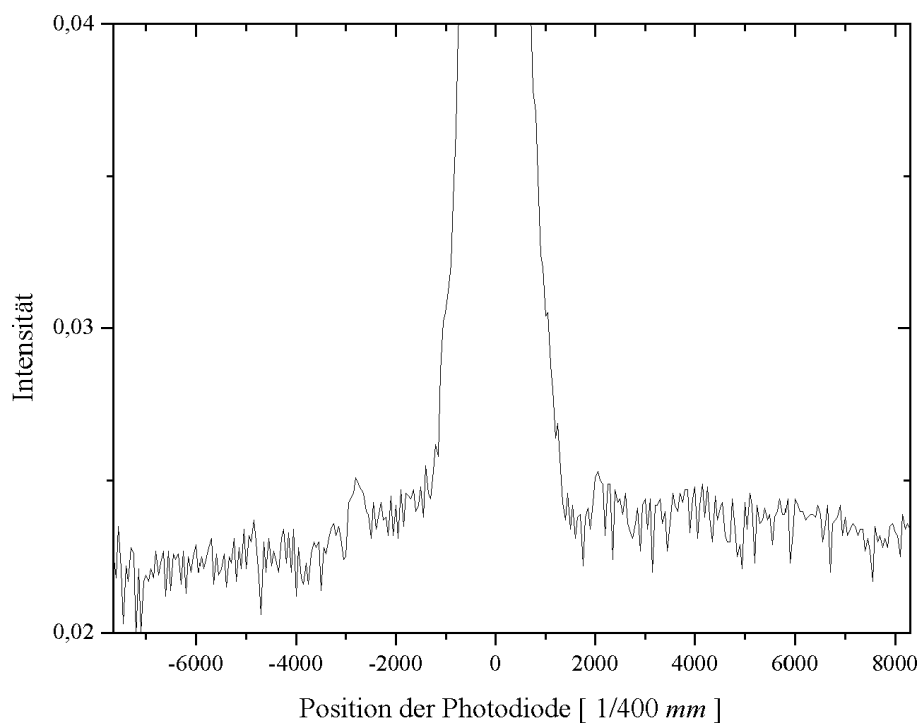
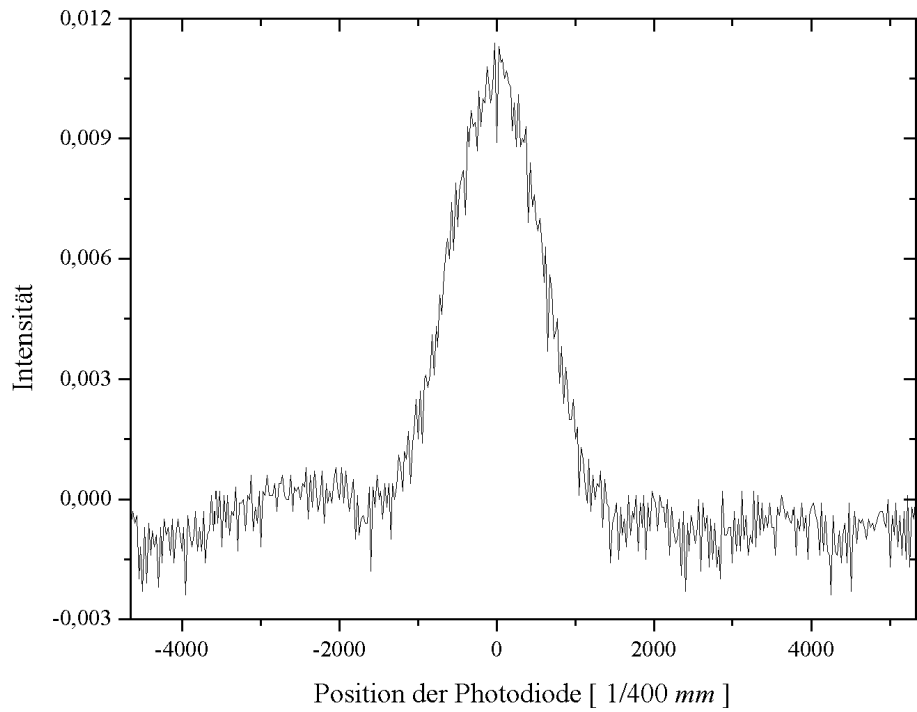
6 Anhang

Beugung am Spalt



Beugung am Steg

Beugung am Doppelloch

Beugung an der Kreisblende

Beugung am Gitter