

ANFÄNGERPRAKTIKUM DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK,
UNIVERSITÄT GÖTTINGEN

Beugung und Interferenz von Laserlicht

Praktikant: Felix Kurtz
Michael Lohmann
E-Mail: felix.kurtz@stud.uni-goettingen.de
m.lohmann@stud.uni-goettingen.de
Betreuer: Phillip Bastian
Versuchsdatum: 09.03.2015

Testat:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theorie	3
2.1	Laserprinzip	3
2.2	Beugung und Interferenz	3
2.2.1	Vom Kirchhoffschen Beugungsintegral zur Fraunhofer-Näherung .	3
2.2.2	Doppelspalt	4
2.2.3	Einzelspalt und Steg	4
2.2.4	Kreisblende	5
2.2.5	Mehrfachspalt	5
3	Durchführung	5
4	Auswertung	11
5	Diskussion	11
6	Anhang	11
	Literatur	11

1 Einleitung

In diesem Versuch sollen die Eigenschaften von Laserlicht für Beugung und Interferenz an verschiedenen Objekten genutzt werden. Da ein Laser auf stimulierter Emission von Photonen basiert, ist sein Licht nämlich sehr monochromatisch sowie zeitlich und räumlich kohärent. Als Lichtquelle wird diesmal ein Helium-Neon-Laser verwendet, der Intensitätsverlauf wird über eine mit einem Schrittmotor bewegbare Fotodiode elektronisch aufgenommen.

2 Theorie

2.1 Laserprinzip

Wie der Name LASER, *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, schon verrät, emittiert dieser Licht aufgrund Stimulierter Emission.

Besetzungsinversion Resonator HeNe

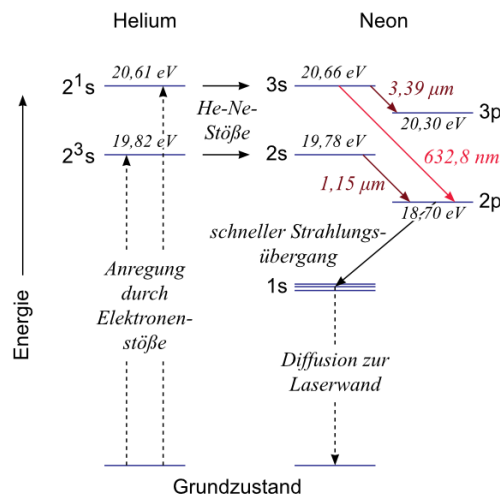


Abbildung 1: Niveauschema des Helium-Neon-Lasers. [LP2, Datum: 02.01.15]

2.2 Beugung und Interferenz

2.2.1 Vom Kirchhoffschen Beugungsintegral zur Fraunhofer-Näherung

Um das Feld eines bestrahlten Objektes in einer Ebene dahinter zu berechnen, integriert man über alle *Elementarwellen* der Apertur:

$$E(x', y', z) = \frac{1}{i\lambda} \int_{\text{Apertur}} E(x, y, 0) \frac{e^{ikr}}{r} dx dy \quad \text{mit } r^2 = (x' - x)^2 + (y' - y)^2 + z^2. \quad (1)$$

Dies ist das *Fresnel-Kirchhoffschen Beugungsintegral*.

Die *Fresnel-Näherung* setzt voraus, dass die Bildebene weit entfernt von der Aperturbene ist, also $z \gg x' - x, y' - y$. Dann vereinfacht sich der obige Ausdruck zu

$$E(x', y', z) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \int_{\text{Apertur}} E(x, y, 0) \exp\left(\frac{ik}{2z} ((x' - x)^2 + (y' - y)^2)\right) dx dy. \quad (2)$$

Befindet man sich mit der Bildebene im *Fernfeld*, kann man die *Fraunhofer-Näherung* benutzen. Dabei ist die Fresnel-Zahl $F = \frac{a^2}{\lambda z}$ mit der die Apertur charakterisierenden Größe a sehr viel geringer als 1. Also können die in x bzw. y quadratischen Terme vernachlässigt werden und man erhält

$$E(x', y', z) = \frac{e^{ikz} \cdot e^{i\frac{k_x x' + k_y y'}{2}}}{i\lambda z} \cdot \int_{\text{Apertur}} E(x, y, 0) e^{-ik_x x} e^{-ik_y y} dx dy, \quad (3)$$

mit $k_x := k \frac{x'}{z}$ und $k_y := k \frac{y'}{z}$.

Das Fernfeld eines bestrahlten Objekts ergibt sich also als Fouriertransformation des Feldes in der Objektebene:

$$E(x', y', z) = B(x, y) \cdot \mathcal{F}[E(x, y, 0)](k_x, k_y). \quad (4)$$

2.2.2 Doppelspalt

Für einen Doppelspalt mit einem Spaltabstand d und infinitesimaler Spaltbreite ergibt sich nach (4) dieser Intensitätsverlauf

$$I(\varepsilon) = I_0 \cdot \cos^2(\varepsilon) \quad \text{mit } \varepsilon = \frac{\pi d \sin \alpha}{\lambda}. \quad (5)$$

Man transformiert nämlich zwei Delta-Peaks.

2.2.3 Einzelspalt und Steg

Für einen Einzelspalt mit einer Spaltbreite b ergibt sich nach (4) dieser Intensitätsverlauf

$$I(\varepsilon) = I_0 \cdot \text{sinc}^2(\varepsilon) \quad \text{mit } \varepsilon = \frac{\pi b \sin \alpha}{\lambda}. \quad (6)$$

Da das Fernfeld eines unendlichen Schirmes, also die Superposition aus Einzelspalt und Steg, perfekt dunkel ist, gilt:

$$E_{\text{Spalt}} + E_{\text{Steg}} = 0.$$

Da man nur die Intensität, also das Quadrat des E-Feldes, misst ergibt sich als Fernfeld des Stegs der Länge b die gleiche Verteilung wie bei einem Einzelspalt gleicher Spaltbreite.

2.2.4 Kreisblende

Für eine Kreisblende mit dem Durchmesser D ergibt sich – nach etwas komplexerer Rechnung – nach (4) dieser Intensitätsverlauf

$$I(\varepsilon) = I_0 \cdot \left(\frac{J_1(\varepsilon)}{\varepsilon} \right)^2 \quad \text{mit } \varepsilon = \frac{\pi D \sin \alpha}{\lambda}. \quad (7)$$

Dabei ist J_1 die zylindrische Besselfunktion. Das erste Minimum von $\left(\frac{J_1(\varepsilon)}{\varepsilon} \right)^2$ liegt bei 1.22. Diese Zahl taucht auch beim Auflösungsvermögen bzw. Rayleigh-Kriterium auf.

2.2.5 Mehrfachspalt

Bei einem Mehrfachspalt, bei dem N Spalte der Breite b und dem Abstand d beleuchtet werden, erhält man die Fernfeldverteilung aus dem Faltungssatz als Produkt aus Einzelpalteffekt und der Fouriertransformation von N Delta-Peaks:

$$I(\varepsilon) = I_0 \cdot \text{sinc}^2 \left(\frac{\pi \alpha b}{\lambda} \right) \cdot \left(\frac{\sin(N\varepsilon)}{\sin(\varepsilon)} \right)^2 \quad \text{mit } \varepsilon = \frac{\pi d \sin \alpha}{\lambda}. \quad (8)$$

3 Durchführung

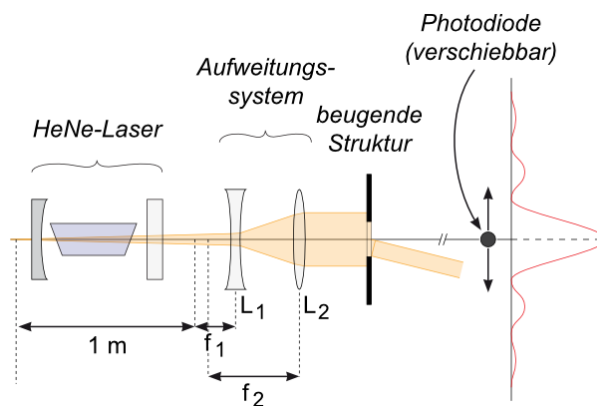


Abbildung 2: Aufbau. [LP2, Datum: 02.01.15]

Um die Messergebnisse nicht zu verfälschen ist es immens wichtig, die Beugungsobjekte nur an der Fassung anzufassen. Genauso vorsichtig soll auch mit den Linsen umgegangen werden.

Zuerst schaltet man den PC an und meldet sich unter dem Benutzer "laser" ohne Passwort an. Dann startet man das Programm *Lasersteuerung* auf dem Desktop. Der Motor

der Fotodiode bewegt sich dann auf die Nullposition. Nun kann der Laser mittels Schiebeshalter auf der Rückseite angeschaltet werden.

Vor jeder Messung weitet man das Strahlenbündel mit Zerstreuungs- und Sammellinse auf, sodass das gesamte Objekt homogen, parallel und ausreichend breit beleuchtet wird. Außerdem überlegt man sich, welche Beugungsmuster zu erwarten sind.

Nun beginnt die Messung. Um eine möglichst parallele Bestrahlung zu ermöglichen, muss der Abstand zwischen Objekt und Laserdiode möglichst groß sein. Außerdem soll er gemessen werden. Zuerst stellt man im Programm ein, von wo bis wo die Diode den Verlauf aufnehmen soll ($400 \text{ Schritte} \hat{=} 1 \text{ mm}$) und welcher Spannungsbereich erfasst werden soll. Dabei kann man je nach Intensität zwischen $0 - 1 \text{ V}$ und $0 - 10 \text{ V}$ wählen. Die symmetrischen Spektren sollen bis zum vierten Nebenmaximum – links wie rechts – vom Hauptmaximum aufgenommen werden. Außerdem genügt es beim Gitter sowie bei der Doppelochblende, nur bis zum ersten Nebenmaximum des Einzelspalteffektes bzw. der Blendenfunktion zu messen, da die Intensität danach zu gering ist. Außerdem sollen alle Extrema deutlich bestimmt werden. Dazu ist es wichtig den richtigen Messbereich auszuwählen, da am Rand die Maxima sehr schwach sind. Also werden zwei Messungen durchgeführt: einmal das Zentrum und danach die Randgebiete. In welchem Messbereich man sich befindet, kann man an der Anzeige der aktuellen Fotospannung ablesen.

Die Fotodiode wird mit der manuellen Steuerung im oberen Teil des Programmfensters zuerst an die beiden Ränder der bevorstehenden Messung gefahren, die Positionswerte werden notiert und dann als Grenzen der Messung eingegeben. Nun muss noch die Schrittweite eingegeben werden. Sie sollte unter 50 Schritten, also einem Achtel Millimeter liegen. Im Fenster unten links wird dann der automatische Messvorgang gestartet. Das Spektrum wird abgespeichert und mit einem Plotprogramm dargestellt, beschriftet und schließlich ausgedruckt. Dies dient als Messprotokoll. Neben dem Beugungsobjekt und den Achsen mit Einheiten sollen noch der Konversionsfaktor in Schritten/mm, der Objektabstand von der Diode sowie die Wellenlänge des Lasers als auch die charakteristische Größe des Objekts enthalten.

Schließlich werden alle Daten auf einem USB-Stick gespeichert.

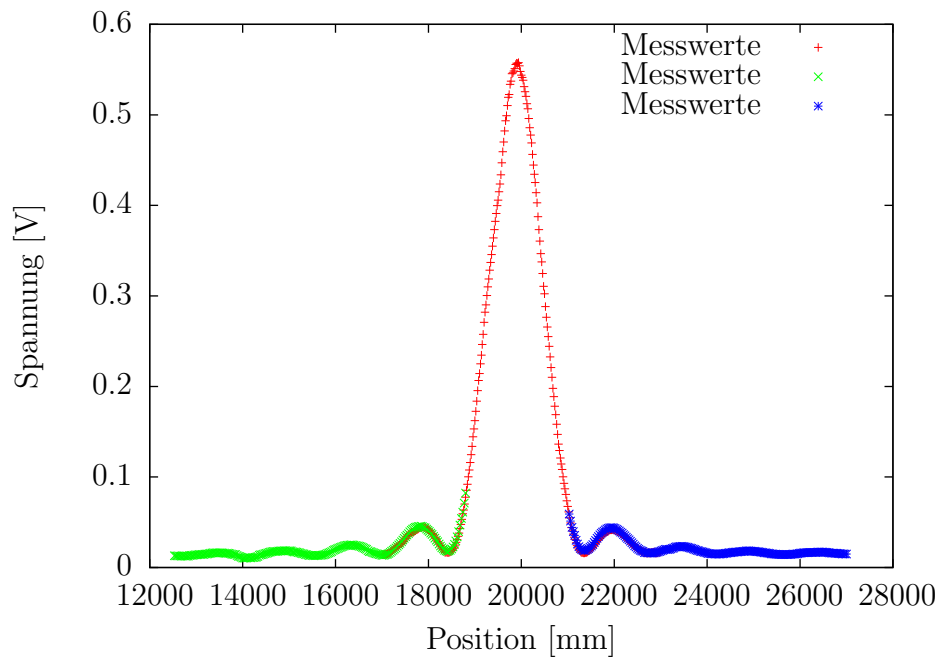


Abbildung 3: Einzelspalt

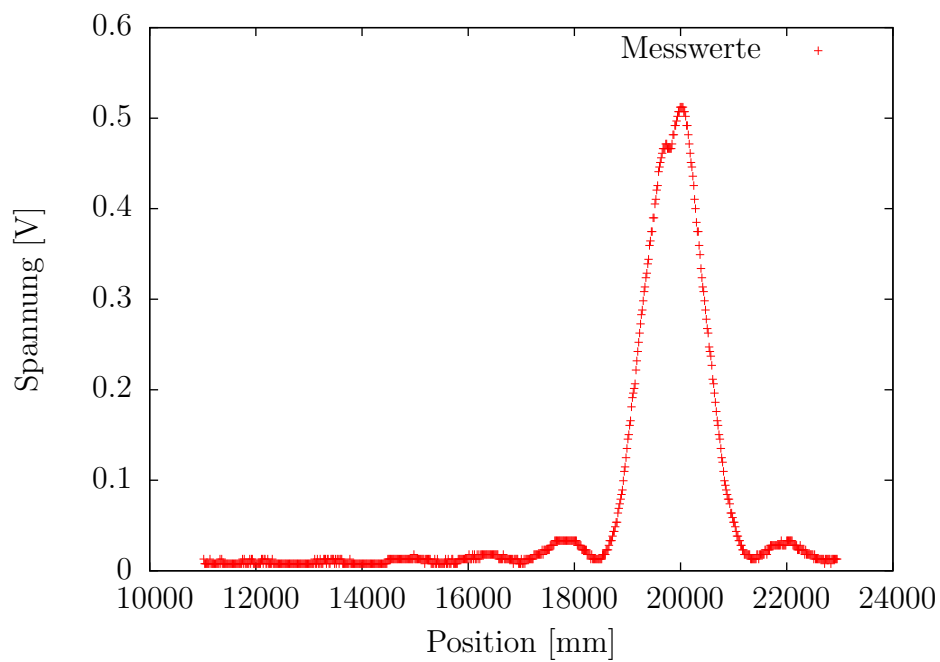


Abbildung 4: Einzelspalt grob

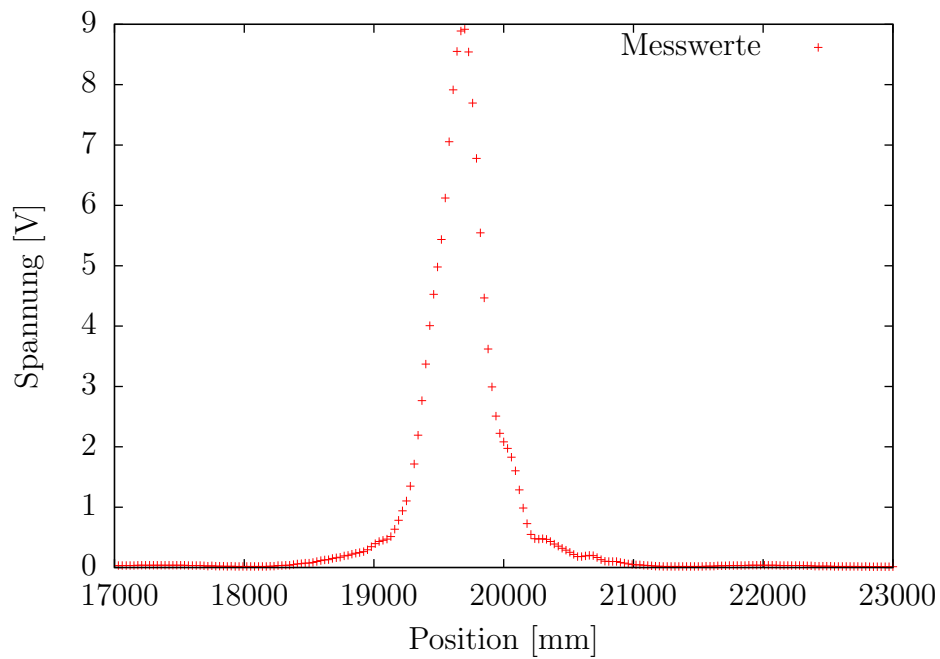


Abbildung 5: Steg: Hauptmaximum

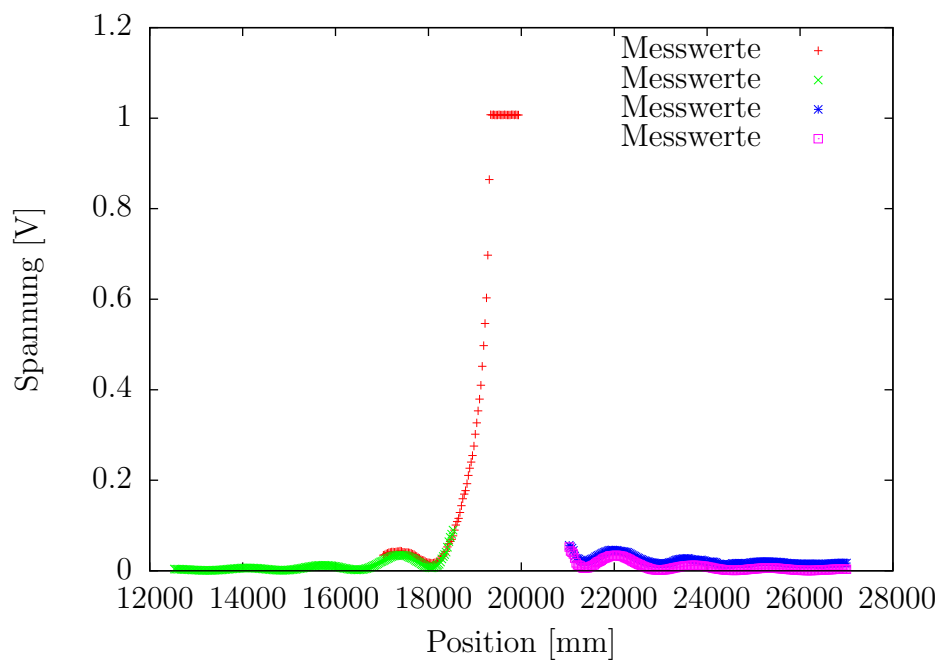


Abbildung 6: Steg

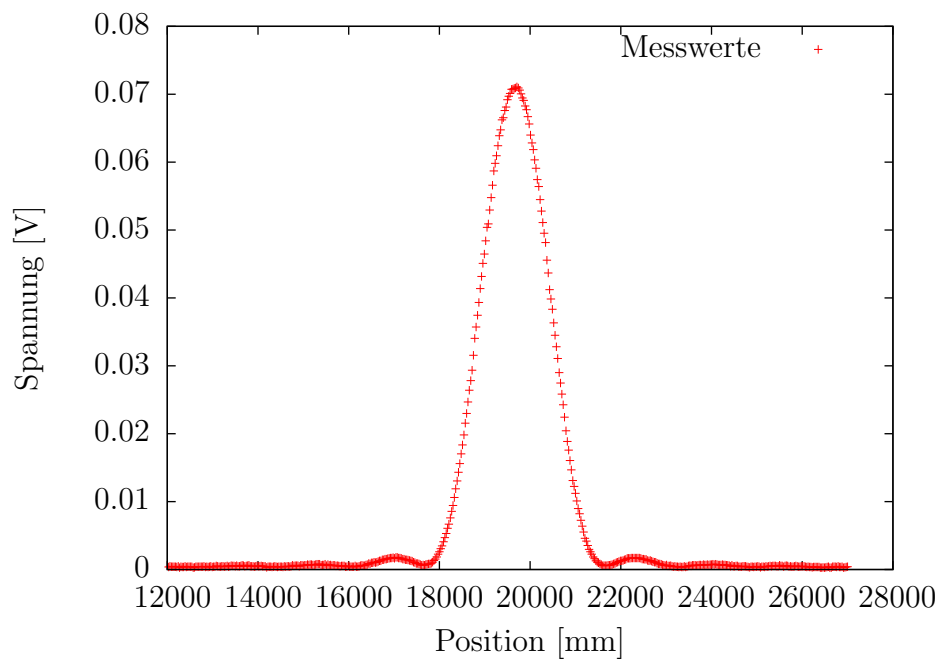


Abbildung 7: Lochblende

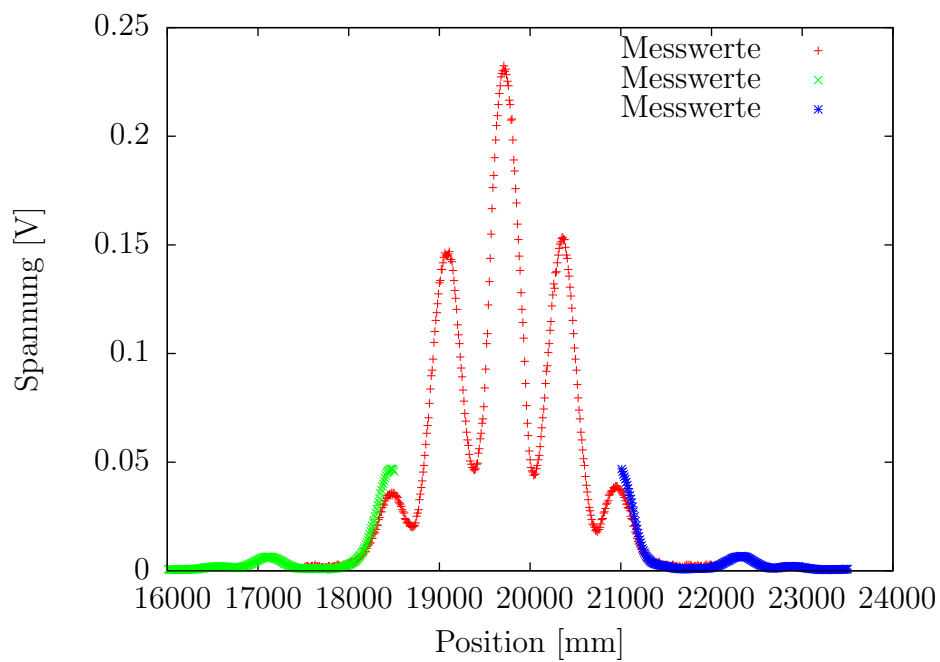


Abbildung 8: Doppellochblende mit dem kleinsten Lochabstand

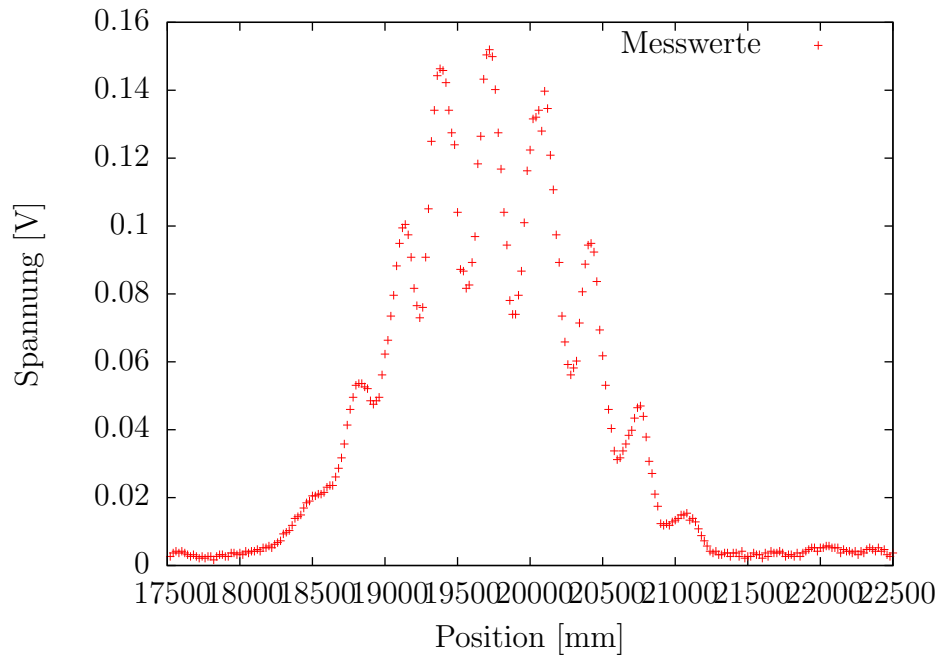


Abbildung 9: Doppellochblende mit dem mittleren Lochabstand

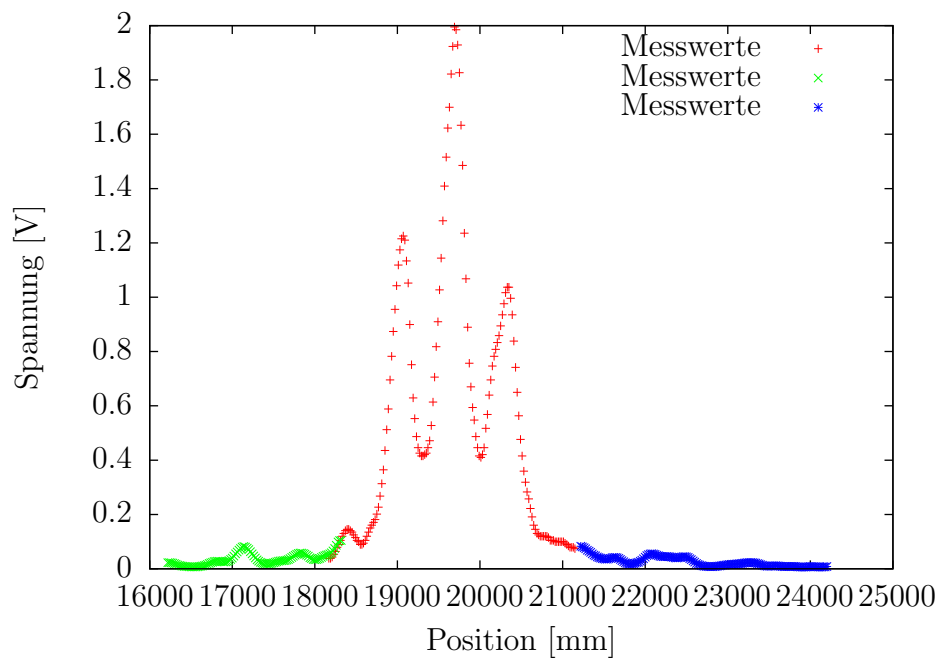


Abbildung 10: Gitter

4 Auswertung

5 Diskussion

6 Anhang

Literatur

[LP2] *Lehrportal der Universität Göttingen.* <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/4346>.